# STRAHLUNG UND TEMPERATUR
# DER SONNE

VON

**Dr. J. SCHEINER**

A. O. PROFESSOR DER ASTROPHYSIK AN DER UNIVERSITÄT BERLIN
OBSERVATOR AM KGL. ASTROPHYSIKALISCHEN OBSERVATORIUM ZU POTSDAM

LEIPZIG
VERLAG VON WILHELM ENGELMANN
1899.

# VORWORT.

---

Die vorliegende Schrift bezweckt, dem astronomisch gebildeten Leser die Ergebnisse physikalischer Forschung in ihrer Anwendung auf die Ermittelung der Strahlungsenergie und der Temperatur der Sonne vorzuführen. Ursprünglich wollte ich mich hierbei allein auf die Wärmestrahlung beschränken; schliesslich aber habe ich es doch für besser gehalten, auch die übrigen Arten der Strahlungsäusserungen zu berücksichtigen. Es geschah dies wesentlich der Vollständigkeit halber, um dem Werkchen den Charakter einer Monographie zu geben; es waren aber gleichzeitig auch andere Gründe massgebend: auf dem Gebiet der chemisch wirksamen und der elektro-dynamischen Sonnenstrahlung liegen nur so geringe Ergebnisse vor, dass die betreffenden Abschnitte wenige Seiten füllen. Umgekehrt ist das Gebiet der optischen Strahlung der Sonne in sehr umfangreichem Masse bearbeitet, und ein Theil der hierbei gewonnenen Ergebnisse, insbesondere z. B. über die Absorption der Strahlung in der Erdatmosphäre, findet eine wichtige Anwendung auch auf dem Gebiete der Wärmestrahlung. Theilweise musste daher die optische Strahlung ohnehin berücksichtigt werden. In Rücksicht auf die vielfach sehr ausführlichen Darstellungen dieses Gebietes in den Lehrbüchern, speciell in dem kürzlich im gleichen Verlage erschienenen Werke von G. Müller »Die Photometrie der Gestirne«, habe ich mich aber bemüht, die Darstellung möglichst kurz zu halten.

Da die Erhaltung der Sonnentemperatur in inniger Verbindung mit einer allmählichen Abnahme des Sonnendurchmessers steht, so habe ich in einem Anhange auch diesen Punkt in Erörterung gezogen.

Schliesslich gebe ich der Hoffnung Ausdruck, dass der Versuch einer zusammenfassenden Darstellung des Gesammtgebietes der Sonnenstrahlung Anregung zu weiteren Studien und Forschungen geben möge.

Potsdam, Kgl. Observatorium, im Juni 1899.

**J. Scheiner.**

Durch die Sonnenstrahlung wird ein unvorstellbar hoher Betrag von Energie in den Weltenraum ausgesandt. Der sehr geringe Bruchtheil dieser Strahlung, der durch die Erde aufgefangen wird, ist bekanntlich die wesentlichste Quelle für jede mechanische Arbeit auf unserem Planeten, und eine Untersuchung über die Sonnenstrahlung ist daher von allgemeinstem Interesse; dann aber gestattet eine solche auch, Schlüsse auf die physikalische Constitution der Sonne, insbesondere der Photosphäre, der Ausgangsschicht für die Strahlung, zu ziehen.

Eine Betrachtung über die Sonnenstrahlung ist nach den von der Wellenlänge abhängenden specifischen Aeusserungen der Strahlung getrennt zu führen, da sich hiernach die Untersuchungsmethoden vollständig von einander unterscheiden. Es zerfällt demnach das vorliegende Werk in vier Abschnitte, welche die chemisch wirksame, die optische, die thermische und die elektrodynamische Strahlung behandeln, die aber aus praktischen Gründen in der Reihenfolge: optische, thermische, chemische und elektrodynamische betrachtet werden sollen. Entsprechend den geringen Kenntnissen auf dem Gebiete der beiden letzten Abtheilungen müssen dieselben gegenüber den beiden ersten unverhältnissmässig kurz ausfallen.

Bei der ersten und der zweiten Abtheilung, besonders bei letzterer, können die Betrachtungen nach mehreren weiteren Gesichtspunkten unterschieden werden:

1. Bestimmung des absoluten Betrages der Strahlung und daraus der Temperatur der Photosphäre.

2. Bestimmung des Strahlungsbetrages an den verschiedenen Stellen der Sonnenoberfläche, wobei aber specielle Untersuchungen an photosphärischen Gebilden, wie Flecken, Fackeln etc., nur kurz zu berücksichtigen sind, da dieselben mehr zu einer detaillirten Beschreibung dieser Objecte gehören.

3. Untersuchungen über das Vorhandensein etwaiger periodischer oder säcularer Schwankungen der Sonnenstrahlung.

Die Sonnenstrahlung ist eine ausserordentlich complicirte Function der Wellenlänge, auch ganz abgesehen von der specifischen Wirkung der verschiedenen Wellen beim Auftreffen auf ponderable Materie und von den starken Unterschieden der Energie. Die von der Sonne ausgehende Strahlung ist eben nicht identisch mit der unmittelbar von der Photosphäre emittirten, da sie einmal die vielfach geschichtete Sonnenatmosphäre zu passiren hat, wobei eine grosse Zahl von Strahlen ganz bestimmter Wellenlängen vollständig absorbirt wird, und da andrerseits die Eigenstrahlung dieser Atmosphäre hinzutritt. Untersuchungen hierüber gehören in das Gebiet der Spectralanalyse und sollen nur insofern berücksichtigt werden, als sie bei der quantitativen Bestimmung der Strahlung, um welche es sich hier allein handeln soll, von Bedeutung sind.

Bei den sämmtlichen Sonnenstrahlungsuntersuchungen tritt als sehr erschwerender Umstand der nicht zu vermeidende Durchgang der Strahlen durch unsere Atmosphäre hinzu, bei welchem je nach der Wellenlänge der Strahlen ein mehr oder weniger beträchtlicher Betrag der letzteren durch Absorption für unsere Wahrnehmung verloren geht. Es ist daher dieser Fehlerquelle besondere Aufmerksamkeit zu widmen, und es soll demnach den eigentlichen Strahlungsuntersuchungen ein besonderer Abschnitt über die Absorption der Strahlung, soweit sie optisch wahrnehmbar und entsprechend am genauesten untersucht ist, vorangehen.

## Die Absorption in der Erdatmosphäre.

Die Absorption in unserer Atmosphäre zerfällt in eine selective und in eine allgemeine. Die selective, die sich durch das Auftreten von mehr oder weniger scharf begrenzten Linien und Bändern im Spectrum bemerklich macht, tritt nur in den weniger brechbaren Theilen des Spectrums auf und geht jedenfalls nicht über die Grenze zwischen Grün und Blau hinüber. Sie ist verursacht durch die Hauptbestandtheile der Atmosphäre: Sauerstoff, Stickstoff, Wasserdampf und Kohlensäure.

Genauere Untersuchungen über das Spectrum unserer Atmosphäre haben für den grösseren Theil der Absorptionslinien zur Kenntniss des die Absorption verursachenden Stoffes geführt, besonders leicht ist es hierbei, die Linien des Wasserdampfes von denjenigen des Stickstoffs und Sauerstoffs zu trennen, wegen des sehr starken Wechsels in der Quantität des in der Luft aufgelösten Wasserdampfes zwischen heissen Sommer- und kalten Wintertagen. Für die vorliegenden speciellen Zwecke ist die genauere Erforschung der selectiven Absorption nicht

von wesentlicher Bedeutung, da sich vorläufig aus der Kenntniss der einzelnen Linien doch kein zahlenmässiger Schluss auf die Gesammtwirkung der Absorption ziehen lässt.

Eine allgemeine Absorption findet natürlich neben der selectiven auch für die weniger brechbaren Strahlen statt; sie nimmt immer mehr für die brechbareren zu, bis schliesslich völlige Undurchlässigkeit eintritt. Die Grenze hierfür liegt ungefähr bei $\lambda = 293\ \mu\mu$. Durch die Wahl höher gelegener Beobachtungsorte lässt sich diese Grenze etwas erweitern, jedoch nur in geringem Masse, da nach den Untersuchungen Cornus[1]) einer Erhebung von 663 m nur ein Gewinn von 1 $\mu\mu$ in der Wellenlänge entspricht.

Um den Betrag der Sonnenstrahlung frei von der Beeinflussung durch die Erdatmosphäre zu erhalten, ist daher die Aufgabe zu lösen, zunächst für einen mittleren Zustand der Atmosphäre die Extinction der Strahlen der verschiedenen Wellenlänge für beliebige Sonnenhöhen zu ermitteln und alsdann hieran die durch die veränderlichen meteorologischen Verhältnisse bedingten Abweichungen anzubringen. Es liesse sich dies rein empirisch durch Beobachtungen bei den verschiedenen Sonnenhöhen und nachherige graphische Ausgleichung ausführen, ähnlich wie dies auch bei Refractionsbestimmungen möglich wäre. Es ist indessen aus denselben Gründen wie bei letzteren auch bei ersteren empfehlenswerth, die Beobachtungen nur zur Ermittelung gewisser Constanten zu benutzen, die Interpolation für beliebige Höhen aber nicht mechanisch, sondern durch theoretische Ueberlegungen auszuführen.

Da diese letzteren unabhängig von der Wellenlänge sind, von der nur der numerische Werth der Constanten abhängt, so empfiehlt es sich, die theoretischen Betrachtungen als gemeinsam für alle Strahlungsarten vorauszuschicken.

Bezeichnet man mit $I$ die Intensität einer Strahlung, mit $i$ dieselbe nach dem Passiren eines absorbirenden Mediums, mit $\nu$ dessen Absorptionscoëfficient und mit $s$ die zu passirende Strecke, so ist ganz allgemein $i = Ie^{-\nu s}$ oder $= Ic^{s}$, wobei dann $c$ den Transmissionscoëfficienten bezeichnet. In der Atmosphäre ist nun $\nu$ nicht constant, sondern es nimmt mit der Höhe ab, ist also eine Function von $s$. Man kann deshalb ganz allgemein sagen

$$\lg \frac{i}{I} = -\int_0^s \nu_s ds\,,$$

1) Compt. Rend. 88, 1285, **89**, 808.

wobei nur vorausgesetzt ist, dass die Atmosphäre als aus lauter unendlich dünnen concentrischen Schichten bestehend gedacht ist. Es müsste das Gesetz der Abnahme von $\nu$ mit der Höhe bekannt sein, um die erste Aufgabe streng zu lösen.

Der erste, der sich mit der Extinction, speciell auf Lichtstrahlen bezogen, beschäftigt hat, ist Lambert[1]). Derselbe macht die vereinfachende Annahme, dass der Weg der Strahlen durch die Atmosphäre ein geradliniger sei, was natürlich nur für die senkrecht einfallenden Strahlen in Strenge richtig ist. Der Lambert'sche Ausdruck für die Differenz der Intensitätslogarithmen zwischen Strahlen, welche die Atmosphäre bei der Zenithdistanz $z$ und im Zenith passiren, lautet:

$$\lg I_0 - \lg I_z = A(1 - \sec z) + \frac{1}{2} B \sec z \operatorname{tg}^2 z - \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} C \cdot \sec z \operatorname{tg}^4 z + \ldots$$

Die Coëfficienten $A$, $B$, $C$ ... müssen aus den Beobachtungen abgeleitet werden. Für $A$ und $B$ hat G. Müller[2]) aus zahlreichen Beobachtungen folgende Werthe gefunden (gültig für die optischen Strahlen der Maximalwirkung auf das Auge, also etwa der Wellenlänge des Gelb-Orange entsprechend):

$$A = -\ 0.080441$$
$$B = -\ 0.0000911\,.$$

Als Transmissionscoëfficient der Atmosphäre ergiebt sich hieraus der Werth 0.8309, d. h. bei senkrechtem Durchgange des Lichtes werden 17% desselben absorbirt.

Bouguer[3]) hat ebenfalls die Extinction in den Bereich seiner Untersuchungen gezogen. Auch er nimmt den Weg des Lichts durch die Atmosphäre als geradlinig an, doch macht er bestimmte Voraussetzungen über die Abnahme der Dichtigkeit mit der Höhe, indem er das Mariotte-sche Gesetz als gültig annimmt, wobei er allerdings die Abnahme der Temperatur mit der Höhe vernachlässigt. Hiernach berechnet er die Höhe einer Luftatmosphäre vom constanten Druck von einer Atmosphäre und findet denselben aus Barometerbeobachtungen in verschiedenen Höhen von De la Hire zu 7623 Metern. Bezeichnet man diese Höhe mit $l_0$, so wird nach Bouguer die Weglänge für die Zenithdistanz $z$ gefunden durch:

---

1) Photometria ...

2) G. Müller, Die Photometrie der Gestirne. Leipzig 1897. Dieselbe enthält über die Extinctionslehre sehr detaillirte Angaben, aus denen das Wesentlichste hier ausgezogen ist.

3) Traité d'optique III.

$$l = l_0 \left[ \sec z - \frac{l_0}{2a} \operatorname{tg}^2 z \sec z + \left( l_0 - \frac{1}{3} a \cos^2 z \right) \frac{l_0 \operatorname{tg}^2 z}{2a^2 \cos^3 z} \ldots \right],$$

wobei $a$ den Erdradius bedeutet. Diese Formel bleibt mit genügender Genauigkeit gültig bis zu Zenithdistanzen von 82°.

Die Berechnung der Extinction geschieht bei bekanntem $l$ nunmehr einfach nach der Formel

$$I_z = I c^l ,$$

wobei natürlich der Werth von $c$ durch Beobachtungen ermittelt werden muss. Im Zenith ist $I_0 = I c^{l_0}$, also $\lg \frac{I_0}{I} = l_0 \lg c = \lg p$. $p$ bedeutet also hier den Transmissionscoëfficienten der gesammten Atmosphäre. Die allgemeine Form der Bouguer'schen Extinction wird damit:

$$\lg \frac{I_0}{I_z} = - \lg p \left( \frac{l}{l_0} - 1 \right).$$

Für $p$ hat Bouguer nach eigenen Beobachtungen den Werth 0.8123 abgeleitet.

Ein weiterer Fortschritt im Extinctionsproblem ist durch Laplace[1]) zu verzeichnen, indem er die Krümmung der Strahlen in der Atmosphäre berücksichtigt, dabei aber wie Bouguer das Mariotte'sche Gesetz als gültig annimmt ohne Berücksichtigung der Temperaturabnahme mit der Höhe. Die Laplace'schen Formeln sind in engem Anschlusse an die Refractionsformeln entwickelt, und sie ergeben schliesslich:

$$\lg \frac{I_z}{I} = - \frac{K}{\sin z} \times \text{Refraction},$$

wo $K$ eine Constante bezeichnet. Nach Einführung des Werthes der Refraction durch $\alpha_z \operatorname{tg} z$, wobei $\alpha_z$ aus den Refractionstafeln zu entnehmen ist, resultirt

$$\lg \frac{I_0}{I} = - K \alpha_z \sec z .$$

Bezeichnet man den Transmissionscoëfficienten der gesammten Atmosphäre wieder mit $p$, so erhält man:

$$\lg \frac{I_0}{I_z} = - \lg p \left\{ \frac{\alpha_z}{\alpha_0} \sec z - 1 \right\}.$$

Drückt man, wie in der Refractionstheorie, $\alpha_z$ durch eine nach Potenzen

1) Mécanique céleste Tome IV.

von $\mathrm{tg}^2 z$ fortschreitenden Reihe aus, nämlich durch $\alpha_z = \alpha_0 \{1 + a\,\mathrm{tg}^2 z + b\,\mathrm{tg}^4 z + \ldots\}$, wobei die Coëfficienten $a$, $b$, $c$ von den Annahmen über das Abnehmen der Temperatur mit der Höhe abhängen, so kann die Laplace'sche Extinctionsformel übergeführt werden in

$$\lg \frac{I_z}{I} = - K\alpha_0 \sec z - K\alpha_0 a \sec z\, \mathrm{tg}^2 z - K\alpha_0 b \sec z\, \mathrm{tg}^4 z - \ldots$$

Die Laplace'sche Form $\lg \frac{I_0}{I_z} = - \lg p \left\{ \frac{\alpha_z}{\alpha_0} \sec z - 1 \right\}$ wird identisch mit der Bouguer'schen $\lg \frac{I_0}{I_z} = - \lg p \left\{ \frac{l}{l_0} - 1 \right\}$, wenn man das Verhältniss der Weglängen $\frac{l}{l_0}$ durch $\frac{\alpha_z}{\alpha_0} \sec z$ ersetzt. $\alpha_z \sec z$ entspricht also der Weglänge des Strahls in der Atmosphäre, und der Vorzug der Laplace'schen Formel besteht eben nur in der Berücksichtigung der Krümmung dieser Wegstrecke. Bis zu einer Zenithdistanz von 85° weichen übrigens die nach der Laplace'schen Formel berechneten Extinctionswerthe von denjenigen nach der Bouguer'schen berechneten nur ganz unbedeutend ab.

Aus dem Umstande, dass die Absorption, wie ganz allgemein angenommen werden kann, der Zahl der absorbirenden Moleküle proportional ist, also auch der Dichtigkeit, lässt sich leicht folgern, dass der Logarithmus des für einen mittleren Barometerstand bestimmten Transmissionscoëfficienten dem jeweiligen Barometerstand proportional läuft, gleichgültig, ob die Luftdruckänderungen durch meteorologische Bedingungen oder durch Erhebung in die Atmosphäre verursacht sind.

Ein für die Praxis wesentlicher Fortschritt in der Theorie der Extinction ist seit Laplace nicht zu verzeichnen. Die in neuerer Zeit von Maurer[1]) entwickelte Theorie unterscheidet sich von der Laplace'schen wesentlich nur in der Annahme einer anderen Beziehung zwischen Dichte und Brechungsexponent. Laplace hatte nach der von ihm angenommenen Emanationstheorie des Lichts den Ausdruck $(\mu^2 - 1)$, worin $\mu$ den Brechungscoëfficienten bedeutet, der Dichte $\varrho$ proportional gesetzt; Maurer nimmt statt dessen an $\mu - 1 = c\varrho$. Der Ausdruck für die Extinction, den Maurer erhält, ist ziemlich complicirt und gewährt nur den Vortheil, dass er bis zu 90° Zenithdistanz gültig bleibt, während der Laplace'sche nur bis 85° zu verwenden ist und bei 90° unendlich grosse Werthe giebt. Da man derartig starke Zenithdistanzen aber unter allen Umständen vermeiden wird, wenn es sich um die Ermittelung des

1) Die Extinction des Fixsternlichtes ... Zürich 1882.

Betrages der Sonnenstrahlung handelt, so genügt für unsere Zwecke die Laplace'sche Formel vollständig.

Die Ableitung von Zahlenwerthen für die Absorption der Strahlen in der Atmosphäre hat durch Beobachtung zu erfolgen; nach dem Vorausgeschickten aber sind diese Werthe nicht nur für die verschiedenen Strahlungsarten verschieden, sondern innerhalb jeder Art noch von der Wellenlänge abhängig. Bei den Wärmestrahlen kann die Absorption nur durch Beobachtungen an der Sonne selbst ermittelt werden; sie ist daher meist mit den speciellen Untersuchungen über den Betrag der Wärmestrahlung der Sonne verbunden und mag daher im einzelnen am besten mit diesen gleichzeitig besprochen werden. Für das Gebiet der Lichtstrahlen aber werden die Beobachtungen vortheilhafter an Sternen angestellt, also unabhängig von den Sonnenbeobachtungen selbst, und ihre Besprechung kann daher für sich erfolgen.

Die ersten Beobachtungen der Art sind von Seidel[1]) erhalten worden, indem er die Helligkeiten von Wega und Capella in den verschiedensten Zenithdistanzen mit einander verglich. Die Ausgleichung der Messungen und die Ableitung der Extinctionstabelle wurde graphisch, also ohne Benutzung einer der vorstehenden Theorien, ausgeführt. Später hat Müller[2]) sehr umfangreiche Extinctionsbestimmungen ausgeführt durch die Vergleichung der Helligkeit von fünf helleren Sternen mit Polaris (direct am Horizonte auch unter Benutzung der grossen Planeten). Die für jeden der Sterne erhaltenen Extinctions-Curven stimmen nicht genau mit einander überein, es zeigt sich eine Abhängigkeit von der Farbe der Sterne, und zwar ist die Extinction für die röthlichen Sterne stärker als für die weissen, während man eigentlich das Umgekehrte erwarten sollte; es werden hierfür also wohl physiologische Gründe massgebend sein.

Die mittlere Müller'sche Extinctionstabelle stimmt mit der Seidelschen recht gut überein, und jedenfalls wird die Anwendung derselben bis zu Zenithdistanzen von 60° einen merklichen Fehler in die Beobachtungen nicht hineinbringen. Müller hat seine empirisch abgeleitete Extinctionstabelle mit den drei verschiedenen Theorien verglichen, indem er hierbei den aus seinen Beobachtungen ermittelten Werth des Transmissionscoëfficienten 0.835 zu Grunde gelegt hat. Es resultiren hiernach für die scheinbaren Zenithdistanzen $z$ die folgenden Werthe der log. der Extinction:

1) Abhandl. d. Bayer. Akad. 6 und 9.
2) Publ. d. Astrophys. Obs. 3.

| z | Bouguer | Laplace | Maurer | Müller emp. |
|---|---|---|---|---|
| 0° | 0.000 | 0.000 | 0.000 | 0.000 |
| 20 | 0.005 | 0.005 | 0.005 | 0.004 |
| 40 | 0.024 | 0.024 | 0.023 | 0.024 |
| 60 | 0.078 | 0.078 | 0.076 | 0.092 |
| 70 | 0.149 | 0.149 | 0.143 | 0.180 |
| 76 | 0.240 | 0.240 | 0.224 | 0.282 |
| 80 | 0.357 | 0.357 | 0.320 | 0.394 |
| 85 | 0.721 | 0.720 | 0.552 | 0.707 |
| 88 | 1.412 | 1.397 | 0.817 | (1.333) |

Die Bouguer'schen und Laplace'schen Werthe stimmen also praktisch vollständig mit einander überein, während die nach der Maurer-schen Theorie gerechneten durchweg kleiner sind, bei stärkeren Zenithdistanzen sogar sehr beträchtlich. Auch stimmen die beiden ersteren durchweg mit der Müller'schen Curve, während die Maurer'schen Werthe nicht mit derselben in Einklang gebracht werden können.

Ausser diesen umfangreichen Beobachtungsreihen existiren noch eine Anzahl anderer Bestimmungen des Transmissionscoëfficienten, die zum Theil auch dadurch interessant sind, dass sie auf verschieden hoch gelegenen Stationen ermittelt sind. Die folgende Zusammenstellung (nach Müller) giebt die Höhe über dem Meere und den für die Beobachtungen gültigen mittleren Barometerstand an, den beobachteten Transmissionscoëfficienten und den auf 760 mm reducirten.

| Beobachter | Ort | Höhe m | Barometerstand mm | Beobachteter Transmissions-coëfficient | Reducirter Transmissions-coëfficient |
|---|---|---|---|---|---|
| Bouguer | Croisic | — | 760 | 0.812 | 0.812 |
| Pritchard | Cairo | 33 | 759 | 0.843 | 0.843 |
| Trépied | Paris | 59 | 758 | 0.810 | 0.809 |
| Wolff | Bonn | 62 | 756 | 0.806 | 0.805 |
| Pritchard | Oxford | 64 | 756 | 0.791 | 0.790 |
| Abney | Derby | — | 754 | 0.850 | 0.849 |
| Müller | Potsdam | 100 | 752 | 0.835 | 0.833 |
| Stampfer | Wien | 202 | 744 | 0.824 | 0.821 |
| Seidel | München | 529 | 716 | 0.804 | 0.793 |
| Abney | Grindelwald | 1057 | 676 | 0.838 | 0.820 |
| Langley | Aetna | 1440 | 660 | 0.90 | 0.886 |
| Müller | Säntis | 2504 | 569 | 0.879 | 0.842 |
| Abney | Faulhorn | 2683 | 546 | 0.921 | 0.892 |
| Müller u. Kempf | Aetna | 2942 | 540 | 0.880 | 0.835 |
| Langley | Mnt. Whitney | 3543 | 500 | 0.92 | 0.881 |

Die Werthe der vorstehenden Tabelle sind natürlich von sehr verschiedenem Gewichte; ihr einfaches Mittel giebt 0.834, welches sehr gut mit dem auf den zahlreichsten Beobachtungen beruhenden Müller'schen Werthe 0.835 übereinstimmt. Man wird daher letzteren Werth als den vorläufig besten für alle Helligkeitsbestimmungen an der Sonne zu Grunde legen können. Diesem Werthe entspricht ein Lichtverlust von 0.2 Grössenclassen, und er bezieht sich auf die mittlere Sternfarbe, für die man nach allen bisherigen Erfahrungen den Werth der Wellenlängen im Gelb substituiren kann.

Zur Ermittelung der Transmissionscoëfficienten für andere Wellenlängen liegen bisher nur Beobachtungen von Müller[1]), Abney[2]) und Langley[3]) vor. Die beiden ersteren sind mit einem Spectralphotometer erhalten, und zwar diente bei Müller das Spectrum einer Petroleumlampe als Vergleich, während Abney hierzu das Gesammtlicht der Sonne benutzte, ein jedenfalls nicht empfehlenswerthes Verfahren, da ja hierbei physiologische Farbeneinflüsse auftreten. Die Langley'schen Beobachtungen schliesslich sind mit dem Bolometer erhalten; es sind also hierbei die Wärmewirkungen der Lichtstrahlen zur Benutzung gelangt.

Die gefundenen Transmissionscoëfficienten sind die folgenden:

| Wellenlänge $\mu\mu$ | Müller | Abney | Langley |
|---|---|---|---|
| 760 | — | 0.954 | 0.838 |
| 740 | — | 0.947 | 0.831 |
| 720 | — | 0.940 | 0.824 |
| 700 | — | 0.932 | 0.817 |
| 680 | 0.881 | 0.923 | 0.809 |
| 660 | 0.871 | 0.914 | 0.800 |
| 640 | 0.861 | 0.904 | 0.792 |
| 620 | 0.850 | 0.892 | 0.783 |
| 600 | 0.840 | 0.878 | 0.772 |
| 580 | 0.830 | 0.862 | 0.761 |
| 560 | 0.819 | 0.843 | 0.750 |
| 540 | 0.808 | 0.821 | 0.738 |
| 520 | 0.795 | 0.795 | 0.724 |
| 500 | 0.781 | 0.765 | 0.708 |
| 480 | 0.764 | 0.729 | 0.689 |
| 460 | 0.740 | 0.686 | 0.665 |
| 440 | 0.706 | 0.637 | 0.637 |
| 420 | — | 0.581 | 0.604 |
| 400 | — | 0.522 | 0.565 |

1) Publ. d. Astrophys. Obs. 8. 2) Phil. Trans. R. Soc. 1887.
3) Professional papers oft the Signal Service Nr. 15.

Alle drei Bestimmungen zeigen deutlich das sehr starke Anwachsen der Absorption mit abnehmender Wellenlänge, bei Müller und Langley übereinstimmend nahe umgekehrt proportional dem Quadrate der Wellenlänge, bei Abney beträchtlich stärker; dem absoluten Betrage nach weichen aber auch Müller und Langley ziemlich stark von einander ab. Indessen scheint das Gesetz der Abnahme durch Müller und Langley genügend genau festgelegt zu sein, besonders wenn man hiermit die Bestimmungen über die Durchlässigkeitsgrenze der Atmosphäre verbindet. Nach Cornu liegt diese äusserste Grenze, wie oben bemerkt, bei $\lambda = 293\ \mu\mu$, nach Huggins bei 297 $\mu\mu$. Zeichnet man die Müller'sche und die Langley'sche Curve auf, so lassen sich beide durchaus ungezwungen bis zu der Grenze von $\lambda = 295\ \mu\mu$ verlängern, während dies bei der Abney'schen Curve nicht mehr der Fall ist, die ungezwungen sich nur bis zu einer oberhalb $\lambda = 320\ \mu\mu$ liegenden Grenze fortsetzen lässt.

Es ist klar, dass die Sonne auch Strahlungen, die weit jenseits der Wellenlänge 295 $\mu\mu$ liegen, aussendet, da man solche Strahlen (bis $\lambda = 186\ \mu\mu$) im Laboratorium leicht erzeugen und auch, beim Wegfall grösserer Luftschichten, nachweisen kann. Da sich nun die Sichtbarkeitsgrenze durch Erhebung des Beobachters nur unwesentlich verschieben lässt (1 $\mu\mu$ bei 663 m), so ist es ebenfalls klar, dass man bei Bestimmung der gesammten von der Sonne ausstrahlenden Energie stets zu kleine Werthe erhalten wird. Von praktischer Bedeutung dürfte dieser Umstand aber nicht sein, da die Energie der Strahlung mit abnehmender Wellenlänge sehr stark abnimmt, wie ja daraus hervorgeht, dass die Wärmewirkung der ultravioletten Strahlen überhaupt nur noch unter Verwendung besonders feiner Methoden nachweisbar ist.

Für die Ermittelung der Absorption der von der Sonne kommenden Lichtstrahlung dürften bei mittleren Luftzuständen die vorstehend aufgeführten Untersuchungen durchaus genügen. Nun bildet aber die Absorption durch den Wasserdampf, die jedenfalls einen sehr merklichen Theilbetrag der gesammten Absorption ausmacht, wegen des sehr starken Wechsels im Wasserdampfgehalte ein sehr variables Glied, und somit wird man auf starke Differenzen in der Extinction zu verschiedenen Zeiten, auch bei scheinbar gleicher Luftdurchsichtigkeit, gefasst sein müssen. Es existiren zwar einige sehr sorgfältige Untersuchungen über die Abhängigkeit der selectiven Absorption durch den Wasserdampf von Cornu, Müller, Arendt u. a.; dieselben sind aber für den vorliegenden Zweck nicht zu verwerthen, da sie keinen Aufschluss über den Procentsatz der Wasserdampfabsorption gegenüber der Gesammtabsorption geben. An Untersuchungen hierüber mangelt es noch gänzlich, und die Haupt-

schwierigkeit bei solchen würde in der Ermittelung des gesammten Wasserdampfgehaltes liegen, da hierfür die einseitige Bestimmung in den untersten Luftschichten nicht allein massgebend ist. Vielleicht wird dies aber durch Hinzuziehung des Aussehens der Wasserdampflinien im Sonnenspectrum gelöst werden können, da dieses von der Gesammtmenge des Wasserdampfes auf dem vom Lichte durchlaufenen Wege abhängt.

So lange derartige Beobachtungen[1]) noch nicht vorliegen, wird man bei Untersuchungen über die Sonnenstrahlung die vom Wasserdampfgehalte abhängige Variabilität der Extinction als zufällig wirkende Fehlerursache aufzufassen und durch Vermehrung der Zahl der Beobachtungen unschädlich zu machen haben. Andere Fehlerursachen, die hauptsächlich durch den Gehalt von bereits condensirtem Wasser in Form von Tröpfchen, Bläschen oder Krystallen bedingt sind, lassen sich leichter unschädlich machen, da sie als Dunst direct erkennbar sind und man bei dessen Vorhandensein derartige Beobachtungen überhaupt nicht anstellen soll.

## Die Lichtstrahlung der Sonne.

Da es für Lichtstrahlung, ohne Umsetzung in Wärme, ein absolutes Mass nicht giebt, so kann die Lichtstrahlung der Sonne nur mit den Strahlungen anderer Lichtquellen verglichen werden[2]). Als solche können sowohl künstliche irdische Lichtquellen dienen als auch solche kosmischer Natur, wie die Fixsterne, schliesslich auch dunkle, von der Sonne selbst beleuchtete Himmelskörper, wie die Planeten und unser Mond.

Dadurch dass die Sonne sehr viel heller ist, als alle anderen genannten Lichtquellen, tritt eine bedeutende Erschwerung des Problems ein, die wohl hauptsächlich die Ursache dafür ist, dass die bisherigen Bestimmungen der Sonnenhelligkeit keinen befriedigenden Grad von

---

1) In den letzten Jahren hat K. Ångström auf dem Pik von Teneriffa umfangreiche Untersuchungen über die Absorption der Wärmestrahlen der Sonne in der Erdatmosphäre angestellt, die aber leider zur Zeit noch nicht fertig reducirt sind. Nach einer sehr gefälligen brieflichen Mittheilung des Herrn Ångström hat sich hierbei u. a. herausgestellt, dass in einer Höhe von 300 m über dem Meere die Strahlung bedeutend schwächer ist, als in entsprechenden Höhen in nördlichen Breiten. Die Ursache hierfür kann nur auf der verschiedenen Ausbreitung des Wasserdampfes beruhen, und es ergiebt sich daraus, dass derartige Untersuchungen eigentlich für jeden Beobachtungsort besonders ausgeführt werden müssten.

2) Vgl. hierüber: G. Müller, die Photometrie der Gestirne.

Sicherheit erlangt haben. Es ist ja schliesslich leicht, nachdem das Sonnenlicht nahe bis zur Helligkeit der Vergleichslichtquelle abgeschwächt ist, diese Gleichheit mit genügender Genauigkeit zu beurtheilen, nicht aber, die erforderliche enorme Abschwächung mit dem genügenden Grad von Sicherheit anzugeben.

Im Jahre 1725 hat Bouguer[1]) zuerst die Sonne mit der Flamme einer Wachskerze verglichen, indem er das Sonnenlicht, welches auf eine kleine Concavlinse von 2.25 mm Durchmesser fiel, auf einem Schirm in 180 cm Entfernung auffing; der Durchmesser des hier entstehenden Beleuchtungskreises war 24.3 cm, so dass die Dichtigkeit der Sonnenstrahlen dadurch auf das 11 664 fache verringert war. Die Kerze brachte in einer Entfernung von 43.3 cm die gleiche Beleuchtungsstärke hervor; die 11 664 fache würde sie also in einer Entfernung von 4.01 mm erzeugt haben.

Um die gleiche Beleuchtung wie die Sonne zu erzielen, müsste demnach in 1 m Entfernung die Helligkeit von 62 000 Kerzen vereinigt sein, welche Zahl sich unter Berücksichtigung der Sonnenhöhe von 31° für das Zenith auf 75 600 erhöhen würde. Wegen des Lichtverlustes durch Reflexion an den beiden Flächen der Linse, deren Betrag man zu 10% annehmen kann, würde die Zahl endlich auf 82 160 gebracht werden, immer noch etwas zu niedrig, wegen der nicht berechenbaren Absorption in der Linse.

Wollaston[2]) hat im Jahre 1799 das Rumford'sche Schattenphotometer zur Bestimmung der Sonnenhelligkeit benutzt, zu welchem Zweck er die Sonnenstrahlen durch eine kleine Oeffnung auf einen Schirm fallen liess. Wollaston fand hierdurch als Kerzenequivalent der Sonne in 1 m Entfernung die Zahl 59 881. Leider ist die Sonnenhöhe bei diesen Versuchen nicht bekannt; Müller nimmt als solche 60° an und verbessert damit diese Zahl auf 61 446. Bei der Vergleichung dieser Zahlen unter einander und mit den gleich noch zu erwähnenden Bestimmungen ist das schlimmste, dass die benutzten Kerzen keinesfalls gleiche gewesen sein werden, dass man sich also über starke Differenzen in den Resultaten durchaus nicht wundern darf.

Thomson[3]) hat ebenfalls mit Hülfe des Schattenphotometers die Sonne mit Kerzenlicht verglichen und dabei die Zahl 36 104 Meterkerzen erhalten. Die Beobachtungen waren im Winter bei nur 9° Sonnenhöhe angestellt, sind also wenig zuverlässig.

Exner[4]) hat mit Hülfe des Ritchie'schen Photometers auch eine kleinere Zahl von Meterkerzen erhalten, nämlich 46 950.

1) Traité d'optique, 85.
2) Philos. Trans. R. Soc. 1829.
3) Nature **27**, 277.
4) Ber. d. Wien. Akad. **94**.

Müller nimmt an, dass man aus den vorstehenden Beobachtungen nichts weiter schliessen kann, als dass die Helligkeit der Sonne im Zenith annähernd einer Helligkeit von 50000 Meterkerzen und ausserhalb der Atmosphäre von etwa 60000 Meterkerzen entspricht. Es ist hierbei als Normalkerze vorausgesetzt die englische Wallrathkerze bei einer Flammenhöhe von 44.5 mm und einem stündlichen Verbrauche von 7.77 g. Um aus dieser Zahl auf die Flächenintensität der Sonne zu schliessen, ist sie zu vergrössern im Verhältniss der scheinbaren Oberflächen von Kerze und Sonne. Erstere beträgt bei etwa 3 cm Durchmesser in Meter-Entfernung 1° 7′.2; daraus resultirt als Flächenhelligkeit der Sonne das 220420 fache derjenigen einer Normalkerze.

Von Vergleichungen der scheinbaren Helligkeit der Sonne mit anderen helleren Lichtquellen sind nach Müller die folgenden anzuführen: Fizeau und Foucault finden die Helligkeit der Sonnenoberfläche 146 mal so gross wie die des Drummond'schen Kalklichtes und 3 mal so gross wie die des elektrischen Flammbogens. Nach Langley ist das Verhältniss zwischen Sonne und geschmolzenem Eisen im Bessemer Converter 5300.

Vergleichungen der scheinbaren Helligkeiten, oder was wegen der nahe gleichen scheinbaren Grösse dasselbe ist, der Flächenhelligkeiten von Sonne und Mond sind zuerst ebenfalls von Bouguer und Wollaston ausgeführt worden. Sie benutzten die bereits angegebenen Methoden auch beim Monde, setzten also constante Leuchtkraft der benutzten Kerzen voraus, und erhielten als Verhältnisszahl der Helligkeit von Sonne und Mond Bouguer 300000 und Wollaston 801072. Beide Werthe dürften nicht viel Anspruch auf Genauigkeit besitzen, besonders nicht derjenige von Wollaston, weil bei letzterem jedenfalls nur sehr geringe Mondhöhen ohne Berücksichtigung der Extinction benutzt sind. So würde nach Müller die Wollaston'sche Zahl in 372450 übergehen unter der Annahme, dass die Beobachtungen nur in der Nähe des Meridians stattgefunden haben.

Sehr viel zuverlässigere Resultate sind von Bond[1]) im Jahre 1860 erhalten worden. Derselbe verglich Sonne und Mond mit bengalischem Lichte und zwar mit Hülfe der Reflexbilder auf versilberten Kugeln. Die von ihm gefundene Verhältnisszahl ist 470980. Etwas bedenklich scheint hierbei nur die Verwendung des bengalischen Lichts zu sein.

Im Jahre 1869 hat endlich Zöllner[2]) mit seinen beiden Photometern Vergleichungen von Sonne und Mond angestellt. Als Verbindungsglied diente eine Petroleumlampe, deren Constanz während mehrerer Monate

1) Mem. Amer. Acad. New Series 8.
2) Photometr. Unters. Leipzig 1865.

hierbei vorausgesetzt wurde, was allerdings nicht streng zulässig ist; auch dürfte die von Zöllner benutzte Absorption durch gefärbte Gläser nicht einwandfrei sein. Zöllners Endresultat ist 618 000. So lange weitere Beobachtungen nicht angestellt sind, dürfte das Mittel zwischen Bond und Zöllner 569 500 als Verhältnisszahl zwischen den Helligkeiten von Sonne und Vollmond anzuwenden sein.

Noch schwieriger als die vorher besprochenen sind die Versuche, die Helligkeit der Sonne mit derjenigen eines Fixsterns zu vergleichen, schwieriger, weil hierbei ein punktförmiges Object mit einer Fläche verglichen werden muss.

Sieht man von einem ganz unzureichenden Versuche von Huyghens ab, so rührt die erste Vergleichung der Sonne mit einem Fixstern von Wollaston 1827 her. Er verglich das von einer kleinen Thermometerkugel reflectirte Sonnenbild im Teleskop mit dem durch eine Linse von kurzer Brennweite erzeugten Bilde einer Kerze, und mit jener wiederum den Sirius. Die Gleichheit der Bilder wurde durch Variation der Entfernung der Kerze hergestellt. Er nahm den Lichtverlust bei der Reflexion viel zu gross, als zu 50%, an und erhielt damit das Helligkeitsverhältniss von Sonne zu Sirius 20 000 Millionen.

Zöllner hat im Jahre 1864 das punktförmige Bild der Sonne in seinem Photometer mit $\alpha$ Aurigae verglichen, wobei dieselben Bedenken vorliegen, die bereits bei der Vergleichung von Sonne mit Mond zur Sprache gebracht worden sind. Der Zöllner'sche Verhältnisswerth ist 55 760 Millionen. Müller findet indirect (Vergleichung von Sonne mit Mond, Mond mit $\alpha$ Aurigae) den Werth 37 165 Millionen, eigentlich eine recht gute Uebereinstimmung mit Zöllner, wenn man die Schwierigkeit des Problems betrachtet.

Nimmt man für $\alpha$ Aurigae als wahrscheinlichsten Parallaxenwerth $0''.11$ an, so würde die Sonne, in die Entfernung von $\alpha$ Aurigae versetzt, uns als ein Stern der 6.5ten Grösse erscheinen. Es möge an dieser Stelle hervorgehoben werden, dass dieses Resultat sich in Uebereinstimmung mit anderen über die Grösse der Sonne befindet.

Es sind bisher in allen Fällen, in denen Massenbestimmungen von Fixsternen möglich waren, oder wo wenigstens Andeutungen darüber vorliegen, grössere Massen als die der Sonne herausgekommen. Dabei gehören diese Sterne allerdings sämmtlich zu den helleren, und man wird daher die Sonne nur zu den Fixsternen von etwa mittlerer Grösse rechnen dürfen.

Die vorstehend aufgeführten Untersuchungen über die Helligkeit der Sonne sind im Verhältniss zu den Darlegungen anderer Resultate sehr kurz hier nur wiedergegeben worden. Der Grund hierfür liegt darin,

dass diese Bestimmungen nur wenig geeignet sind, wissenschaftlich weiter verwerthet werden zu können. Sie leisten nichts Anderes, als unseren directen Augenschein über die enorme Helligkeit der Sonne einigermassen durch Zahlen zu fixiren; sie sind aber nicht im entferntesten zu verwenden, um Fragen über etwaige säculare oder periodische Aenderungen dieser Helligkeit anzuschliessen.

## Die Wärmestrahlung der Sonne.

Jede Strahlungsart, die von einem Körper absorbirt wird, kann sich in Wärme umsetzen. Nach der Definition eines absolut schwarzen Körpers wird daher bei dessen Verwendung als Auffänger der Strahlung die gesammte Strahlungsmenge in Wärme verwandelt werden, und die Messung derselben würde daher die Gesammtenergie der Strahlung ergeben. Da man aber absolut schwarze Körper nicht verwenden kann, so erhält man aus Strahlungsbeobachtungen stets einen zu kleinen Werth der Strahlungsenergie. Als Stoffe, die sich dem schwarzen Körper am meisten nähern, verwendet man hauptsächlich Russ und Platinschwarz; aber der blosse Augenschein lehrt schon, dass merkliche Mengen von Licht von diesen Stoffen reflectirt werden. Wie sich dieselben in der ultrarothen Strahlung verhalten, ist nicht bekannt; es steht jedoch fest, dass die Absorptionsfähigkeit mit zunehmender Wellenlänge immer mehr abnimmt, und dass die Strahlen sehr grosser Wellenlängen ($\lambda =$ über 1 mm) ganz ungehindert durch die genannten Stoffe hindurchgehen. Nur von guten Leitern, insbesondere von Metallen, werden diese Strahlen aufgehalten, resp. reflectirt; es findet aber dann keine directe Umsetzung in Wärme statt, sondern es werden elektrodynamische Erscheinungen hervorgerufen. Sollte die Sonne elektrodynamische Strahlen aussenden, so würden dieselben bei der Energiebestimmung der Strahlung nicht mitwirken.

Ganz besondere Schwierigkeiten erwachsen wegen der unvollkommenen Schwärze unserer absorbirenden Stoffe bei der Lösung des Problems, die Strahlungsenergie als Function der Wellenlänge darzustellen, einer höchst wichtigen Aufgabe, da die theoretische Möglichkeit vorliegt, aus der Lage des Energiemaximums einen Schluss auf die Temperatur des strahlenden Körpers zu ziehen. Mit dieser Aufgabe haben sich viele Physiker beschäftigt, insbesondere Langley, dem es gelungen ist, mit Hülfe von selbstregistrirenden Bolometern die Form der Energiecurve bis zu sehr grossen Wellenlängen festzulegen und auch die durch Absorption auf dem Wege, den die Sonnenstrahlung zu passiren hat, verursachten Discontinuitäten der Curve mit einer Genauigkeit,

die den Messungen im sichtbaren Theile des Spectrums nicht sehr nachsteht, zu ermitteln. Diese Curve stellt aber nach dem Gesagten durchaus nicht die wahre Energiecurve dar, sondern nur eine Combination derselben mit dem Absorptionsvermögen des Russes bei den verschiedenen Wellenlängen und bei einer bestimmten Temperatur. Es kann daher eine solche Curve nur mit besonderer Vorsicht zu weiteren Untersuchungen über die Sonnenstrahlung benutzt werden.

Während absolut schwarze Körper in der Natur nicht vorkommen, lässt sich jedoch durch eine verhältnissmässig einfache Vorrichtung künstlich einem solchen sehr nahe kommen, wie schon Kirchhoff[1] gezeigt hat.

Wenn ein Raum von Körpern gleicher Temperatur umschlossen ist und durch diese Körper keine Strahlen hindurchdringen können, so ist ein jedes Strahlenbündel im Innern des Raumes seiner Qualität und Intensität nach gerade so beschaffen, als ob es von einem vollkommen schwarzen Körper derselben Temperatur herkäme, ist also unabhängig von der Beschaffenheit und Gestalt der Körper und nur durch die Temperatur bedingt. Die Richtigkeit dieser Behauptung sieht man ein, wenn man erwägt, dass ein Strahlenbündel, welches dieselbe Gestalt und die entgegengesetzte Richtung wie das gewählte hat, bei den unendlich vielen Reflexionen, die es nach einander an dem gedachten Körper erleidet, vollständig absorbirt wird. Im Innern eines undurchsichtigen Hohlkörpers von gewisser Temperatur findet hiernach auch immer dieselbe Helligkeit statt, welches auch im Uebrigen die Beschaffenheit desselben sein möge.

Jeder beliebige vollständig geschlossene Hohlkörper verhält sich also im Innern wie ein absolut schwarzer Körper, und man kann daher Strahlungsuntersuchungen in wenigstens sehr genäherter Weise anstellen. Am einfachsten erscheint es, in eine fast geschlossene Hohlkugel ein Thermometer mit verhältnissmässig kleiner Kugel einzuführen. Nur darf, wie Kurlbaum[2]) gezeigt hat, die Thermometerkugel nicht in der Mitte der Hohlkugel sitzen, da zwar in der Hohlkugel selbst sehr nahe die Strahlungsdichtigkeit des schwarzen Körpers herrscht, nicht aber für die Thermometerkugel, da sie selbst alle Strahlen, die durch einmalige Reflexion zu ihr gelangen könnten, abblendet und ein Strahl, der einmal an ihr vorbeigegangen ist, sie nie wieder erreichen kann. Sie empfängt also, obgleich sie sich in einem angenähert schwarzen Körper befindet, nur die dem Emissionsvermögen ihrer Oberfläche (Glas oder

---

1) Kirchhoff, Ges. Werke. Leipzig 1882, p. 597.
2) Wied. Ann. 65, 757.

bei geschwärzter Kugel Russ) entsprechende Strahlung. Befindet sich die Thermometerkugel nicht in der Mitte der Hohlkugel, so fällt dieser Fehler heraus, und noch günstiger liegen die Verhältnisse, wenn die Hohlkugel innen matt ist, so dass zur Emission noch die diffuse Reflexion hinzutritt.

Eine andere Methode, die Strahlung eines genähert schwarzen Körpers zu untersuchen, besteht darin, einem Hohlraume eine kleine Oeffnung zu geben, durch welche die im Innern herrschende Strahlung heraustreten oder eine Strahlung von aussen hineintreten kann. Es ist klar, dass in diesem Falle die Strahlung sich um so mehr derjenigen eines schwarzen Körpers nähert, je kleiner die Oeffnung im Verhältniss zur Grösse des Hohlraumes ist. Vorläufig hat man die Versuche mit derartigen künstlichen schwarzen Körpern nicht weiter als bis etwa 1500° ausdehnen können, doch lässt sich aus denselben wenigstens ein gewisser Ueberblick gewinnen. So fand Kurlbaum l. c., gültig für eine Strahlungstemperatur von 100°, dass das Emissionsvermögen des berussten Glases zu 95.5 zu setzen ist, wenn dasjenige eines von ihm benutzten Hohlcylinders gleich 100 gesetzt wird. Er konnte aus verschiedenen derartigen Bestimmungen schliessen, dass bei der angegebenen Temperatur die Strahlung seines Hohlkörpers nur noch um 1% geringer war, als die eines wirklich schwarzen Körpers.

Später[1]) kam derselbe zu dem Schlusse, dass Russ und Platinschwarz in genügend dicken Schichten und für Strahlen, welche von einem auf 100° erhitzten Körper ausgehen, praktisch einem schwarzen Körper entsprechen. Für kürzere Wellen nimmt das Absorptionsvermögen noch zu.

Wie schon angedeutet, kann durch eine entsprechende Einrichtung auch dem Empfänger der Strahlung die Eigenschaft eines schwarzen Körpers ertheilt werden, indem man z. B. den Bolometerstreifen in eine Hülle einschliesst, die nur eine kleine Oeffnung zum Einlassen der Strahlung besitzt.

Nach diesen allgemeinen Darlegungen möge zur Besprechung der zur Messung der Temperaturerhöhung durch die Sonnenstrahlung, sowie der Strahlungsenergie dienenden Apparate übergegangen werden.

Die zu diesen Zwecken ersonnenen Apparate fasst man unter dem Namen der Actinometer zusammen, wobei jedoch auch einzelne dieser Instrumente als Pyrheliometer bezeichnet werden. Nach Chwolson unterscheidet man am besten diese Instrumente streng nach zwei Richtungen, je nachdem sie zu absoluten Messungen der Strahlungsenergie oder der aufgestrahlten Wärmemenge (Grammcalorien in der

1) Wied. Ann. 67, 846.

Minute auf das Quadratcentimeter) bestimmt sind, oder zu relativen Messungen. Die ersteren sind Calorimeter, deren specifische Wärme bekannt ist; zu den letzteren gehören die thermoelektrischen Apparate, theilweise die Bolometer und schliesslich diejenigen calorimeterähnlichen Instrumente, deren specifische Wärme nicht bekannt ist.

Zur Bestimmung der Sonnentemperatur sind theilweise auch die letzteren Apparate verwendbar. Abgesehen von Versuchen historischen Interesses,[1]) rührt der erste Versuch zur Bestimmung der Sonnenstrahlung und Temperatur von Pouillet[2]) (1838) her. Sein Pyrheliometer besteht aus einem flachen cylindrischen Gefäss aus dünnem Silberblech, welches etwa 100 g Wasser enthält. Die eine Grundfläche des Gefässes ist mit Russ bedeckt und wird senkrecht zu den Sonnenstrahlen gestellt. Die Erwärmung des Wassers wird durch ein in das Gefäss hineinreichendes Thermometer abgelesen, und hieraus kann dann mit dem anderweitig ermittelten Wasserwerthe des Apparates die aufgestrahlte Wärmemenge berechnet werden.

Das Pouillet'sche Pyrheliometer ist später von vielen Beobachtern mit gewissen Modificationen benutzt worden, die sich auf Grund zahlreicher Einwürfe gegen die Brauchbarkeit desselben ergeben haben. Die Mängel des Instrumentes sind die folgenden:

1. Es ist klar, dass das Wasser und damit das Thermometer nur langsam die Temperatur der vorderen berussten Fläche annimmt. Pouillet hat zwar während der Beobachtungen das Gefäss ständig um die Axe gedreht, um das Stagniren des Wassers zu vermeiden; es ist aber unwahrscheinlich, dass der gewünschte Erfolg dadurch erzielt wird, da das Gefäss vollständig gefüllt ist und die Drehung parallel zur Vorderfläche stattfindet. Von späteren Beobachtern (Crova) ist statt des Wassers Quecksilber benutzt worden wegen seiner stärkeren Wärmeleitung und geringeren Wärmecapacität. Diese Vorzüge des Quecksilbers werden aber wieder sehr fraglich gemacht, wenn wie bei Crova[3]) keine Benetzung der Vorderfläche durch dasselbe stattfindet. Langley hat gefunden, dass sein Pyrheliometer mit Quecksilberfüllung Strahlungswerthe gab, die um mehr als 25% höher lagen als die mit Wasserfüllung erhaltenen.

2. Von sehr schädlichem Einflusse auf die Beobachtungen ist selbst nur ganz leichter Wind; obgleich Langley seinen Apparat durch

1) Bouguer, Traité d'optique. 1760. Lambert, Photom. 1760. De Saussure, Voyages dans les Alpes. 1774. Leslie. On heat. 1814. Kaemtz. Lehrbuch der Meteorologie. 1831—36.

2) Compt. Rend. 7, 24.

3) Compt. Rend. **81**, 1205; **82**, 81, 375; **84**, 495; **87**, 106.

cylindrische Schirme geschützt hatte, giebt er doch an, dass die Beobachtungen nur bei ganz ruhiger Luft brauchbar seien.

3. Sehr bedenklich ist der Einfluss der Strahlung der Umgebung, wobei besonders der Himmel und die erhitzte Erdoberfläche zu beachten sind. Ein Schutz hiergegen durch eine cylindrische Hülle ist unter Umständen noch gefährlicher, wenn nämlich diese Hülle nicht von constanter Temperatur ist.

Um den Einfluss der während der Bestrahlung stattfindenden Abkühlung zu eliminiren, hat Pouillet eine dynamische Methode benutzt. Der Gang des Thermometers wird zuerst 5 Minuten im Schatten beobachtet ($r_1$), dann 5 Minuten in der Bestrahlung ($R$) und schliesslich ebenso lange wieder im Schatten ($r_2$). Dann soll sich die wahre Wärmewirkung der Sonne durch die Temperaturerhöhung $\theta$ bestimmen lassen, wenn $\theta$ gerechnet wird nach

$$\theta = R + \frac{r_1 + r_2}{2} .$$

Um die jedesmal beim Uebergang von Beschattung zu Belichtung und umgekehrt stattfindende Unregelmässigkeit unschädlich zu machen, hat später Crova das Beobachtungsschema geändert, indem er die Aenderung des Thermometers in der ersten Minute nach jedem Wechsel unberücksichtigt lässt und dann überhaupt nur die nächste Minute benutzt. Chwolson[1]) hat jedoch gezeigt, dass dies keineswegs eine Verbesserung der Methode ist, sondern dass das Pouillet'sche Verfahren richtigere Werthe giebt.

Eine andere Modification des Pouillet'schen Apparates ist durch Fröhlich[2]) 1872 eingeführt worden. Er stellte mehrere mit Wasser gefüllte Gefässe in einander, die alle mit Rührflügeln versehen waren. Vor der bestrahlten Fläche brachte er einen luftleeren, mit einer Steinsalzplatte abgeschlossenen Raum an. Statt der Thermometer benutzte er Thermosäulen.

Das Actinometer von Violle[3]) unterscheidet sich von dem Pouillet-schen Pyrheliometer in einigen wesentlichen Punkten: Die zu bestrahlende Fläche ist nur klein und befindet sich geschützt gegen Wind und Strahlung der Umgebung in einer fast geschlossenen Hülle von constanter Temperatur. Der Bestrahlung ausgesetzt wird die berusste Oberfläche einer Thermometerkugel, die sich im Centrum einer grösseren

1) Rep. d. Meteor. **15**, 1. 2) Meteor. Zeitschrift **5**, 382; **6**, 78.
3) Compt. Rend. **78**, 1425, 1816; **79**, 846. Journ. de Phys. théor. **5**, 169.

doppelwandigen Hohlkugel befindet, die durch fliessendes Wasser auf constanter Temperatur gehalten wird. Die Bestrahlung der Thermometerkugel wird ermöglicht durch eine nach aussen weit vorstehende Röhre, die aussen ein Diaphragma von der Grösse der Thermometerkugel enthält. Die Röhre wird auf die Sonne gerichtet und muss dem Laufe derselben ziemlich exact folgen.

Violle hat die statische Beobachtungsmethode benutzt, indem er nach eingetretenem Temperaturgleichgewicht zwischen Hülle und Thermometer so lange belichtete, bis das Thermometer einen stationären Zustand angenommen hatte, was in 15 bis 20 Minuten der Fall war. Dann wurde die Belichtung unterbrochen und nun das Fallen des Thermometers während des gleichen Zeitraumes beobachtet. Aus diesen beiden Reihen kann dann die Erwärmung während der Zeiteinheit (1 Minute), befreit von der Abkühlung, berechnet werden. Zur Ermittelung der Wärmemenge ist alsdann noch der Wasserwerth der Thermometerkugel zu ermitteln. Wegen der geringen Grösse derselben ist aber eine exacte Bestimmung dieser Constante sehr schwierig, und dieser Punkt scheint von Violle nicht mit der nöthigen Aufmerksamkeit behandelt zu sein.

Langley macht nun der Violle'schen Methode den Vorwurf, dass die Temperaturerhöhung zu gross sei, als dass das Newton'sche Abkühlungsgesetz erfüllt sein könnte. Er verwirft daher die statische Methode und führt selbst eine dynamische ein, bei welcher nur die Erwärmung in den drei ersten Minuten berücksichtigt wird. Dem gegenüber zeigt Chwolson, dass auch dies nicht praktisch ist, weil in der ersten Minute die Erwärmung eine zu geringe ist infolge der schlechten Wärmeleitung der Glashülle des Thermometers. Er schlägt dafür eine dritte Berechnungsart vor, die aber bisher noch nicht praktisch erprobt ist.

Eine zweite Fehlerquelle findet Langley bei den Violle'schen Versuchen in dem Umstande, dass die Erwärmung des Quecksilbers in der Thermometerkugel zum Theil durch Convectionsströme geschieht, die um so stärker werden, je mehr die Erwärmungsstelle unten liegt. Auf eine Reihe anderer von Langley und Chwolson erwähnten Fehlerursachen möge hier nicht weiter eingegangen werden, da eine Vermeidung oder genaue Ermittelung derselben zur Zeit noch nicht möglich ist.

Als dritter Grundtypus eines absoluten Actinometers ist das Ångström'sche[1]) zu betrachten, welches einen wesentlichen Vorzug vor den beiden anderen Typen besitzen, insofern als bei ihm eine Bestimmung des Abkühlungscoëfficienten nicht erforderlich ist. Dasselbe

---

1) Acta Upsal. 1886.

besteht im wesentlichen aus 2 gleichen Kupferscheiben von 30 mm Durchmesser und 5 mm Dicke. Die Vorderseiten dieser Scheiben, welche der Sonnenbestrahlung zugewendet werden, sind geschwärzt — durch Platinschwarz —; in die Mitten der Hinterflächen ist die Löthstelle je einer Thermosäule so eingeschraubt, dass sich dieselben im geometrischen Centrum der Scheiben befinden. Die Temperaturdifferenz der beiden Platten wird durch ein feines Galvanometer gemessen. Die Belichtung der Platten geschieht abwechselnd und zwar so lange, bis ein bestimmter Ausschlag des Galvanometers — auf beiden Seiten — erreicht ist. Die Berechnung der auf 1 Quadratcentimeter in der Minute aufgestrahlten Wärmemenge erfolgt alsdann aus der beobachteten Zeitdifferenz $t$ zwischen zwei gleichen Ablesungen auf derselben Seite nach der einfachen Formel

$$q = \frac{2c\theta}{s \cdot t},$$

worin $\theta$ die Anfangs- und wieder Endtemperaturdifferenz zwischen den beiden Platten, $c$ den Wasserwerth einer Platte und $s$ die Grösse der bestrahlten Fläche bei senkrechtem Einfall der Strahlen bedeutet.

Chwolson hält die Ångström'sche Methode für die zweifellos beste, doch müsste auch sie noch Verbesserungen erfahren, bevor sie als eine den Genauigkeitsansprüchen vollständig genügende bezeichnet werden könne. Die Mängel des Apparates beruhen wesentlich in der nicht zu umgehenden Benutzung von Thermosäulen, deren elektromotorische Kraft stark mit der absoluten Temperatur variirt. Ferner wird trotz des guten Leitungsvermögens der Kupferplatten die Temperatur der Löthstellen doch stets etwas hinter der der bestrahlten Fläche zurückbleiben.

Diese Mängel hat nun kürzlich Ångström [1]) thatsächlich zu vermeiden verstanden und seinem Instrumente eine Einrichtung gegeben, die zweifellos als die vollkommenste bisherige zu bezeichnen ist.

Von zwei dünnen, möglichst gleichen, einseitig geschwärzten Platinstreifen wird der eine der Strahlung ausgesetzt, während der andere, durch einen Schirm vor derselben geschützt, durch einen elektrischen Strom erwärmt wird. Wird die Stromstärke so regulirt, dass die Erwärmung der beiden Streifen gleich ist, so ist auch die Strahlungsenergie gleich der durch den elektrischen Strom zugeführten Energie. Bezeichnet man mit $q$ die Strahlung in der Secunde und für das Quadratcentimeter, mit $b$ die Breite, mit $a$ das Absorptionsvermögen, mit $r$ den Widerstand der Längeneinheit der Streifen und mit $i$ die Stärke des elektrischen Compensationsstromes, so ist

1) Wied. Ann. 67, 633.

$$b \cdot a \cdot q = \frac{r \cdot i^2}{4.18},$$

also die Solarconstante:

$$S = \frac{4.18 \times b \cdot a}{r \cdot i^2} \cdot 60 \text{ G.-Cal.}$$

Wegen der vollständigen Symmetrie der Anordnung, ganz besonders aber wegen der gleichen Temperatur des bestrahlten und des nicht bestrahlten Streifens, wirken alle äusseren störenden Einflüsse in gleichem Masse auf beide ein, sind also unschädlich. Von der Temperatur des Apparates ist die Bestimmung nicht ganz unabhängig, da sich der Widerstand mit der Temperatur ändert; diese Abhängigkeit kann aber leicht ermittelt werden. Die Messung der Temperatur der beiden Streifen geschieht vermittelst je einer Thermosäule, deren eine Löthstelle auf der Hinterwand der Streifen befestigt ist. Die Streifen selbst werden aus etwa 0.001 bis 0.002 mm dickem Platinblech hergestellt, wobei auf die Schwärzung derselben möglichste Sorgfalt verwendet wird.

Es sind hiermit die drei wichtigsten absoluten Actinometer kurz besprochen; des historischen Interesses wegen sollen aber auch die übrigen einer Erwähnung unterzogen werden.

Ericsson[1]) (1876) verwendete wie Violle als Schutz gegen äussere Bestrahlung eine von Wasser constanter Temperatur durchflossene Hülle; als bestrahlten Körper benutzte er sowohl eine Thermometerkugel als auch ein mit Wasser gefülltes Gefäss. Unter Benutzung von Brennspiegeln und Linsen konnte er das Wasser zum Sieden bringen und damit kleine Dampfmaschinen in Bewegung setzen.

Einen ähnlichen Apparat, jedoch ohne Verwendung von Concentrationsvorrichtungen, hat nahe gleichzeitig Secchi[2]) benutzt. Er verwendete ebenfalls eine mit Wasser gefüllte doppelwandige Schutzhülle und liess die Kugel eines Thermometers im Innern des Schutzcylinders so lange bestrahlen, bis sie eine stationäre Temperatur angenommen hatte. Secchi machte hierbei die Beobachtung, dass die Temperaturdifferenz zwischen bestrahltem Thermometer und Hülle stets dieselbe blieb, unabhängig von der absoluten Temperatur der letzteren. Auch Waterstone fand dies mit dem Secchi'schen Apparate bestätigt bis zu Variationen der absoluten Temperatur von 220°. Es sind die seltsamsten Versuche zur Erklärung dieses sogenannten Gesetzes gemacht worden, bis Violle zeigte, dass dasselbe gar nicht existirt, sondern nur auf die ungenügende Beobachtungsgenauigkeit Secchis

---

1) Americ. Journ. (3) **4**, 152. 2) Secchi, Le Soleil.

zurückzuführen ist. Bei Erhöhung der Hüllentemperatur nimmt die Temperaturdifferenz zwischen derselben und dem bestrahlten Thermometer continuirlich ab, wie dies auch von der Theorie gefordert wird.

Soret[1]) (1873) verwandte eine etwas modificirte Einrichtung, insofern als er im Innern der Schutzhülle eine verschliessbare Röhre mit je einem Thermometer anbrachte, wodurch gleichzeitige Beobachtung von Erwärmung und Abkühlung ermöglicht war. Wenig vertrauenerweckend erscheint der Stewart'sche (1877) Apparat, der aus einem dickwandigen Kasten besteht, in den die Strahlen durch eine Oeffnung eintreten und vermittelst einer Linse auf eine Thermometerkugel projicirt werden.

Maurer benutzte 1887 den Soret'schen Apparat, jedoch mit dem Unterschiede, dass er die Strahlen nicht direct auf die Thermometerkugeln fallen liess, sondern auf eine Kupferscheibe, in welche das Thermometer eingelassen war.

Bei den Actinometern kann als calorimetrisches Princip natürlich auch die Aenderung des Aggregatzustandes verwendet werden. Hiernach sind folgende Actinometer construirt worden.

Roentgen und Exner[2]) benutzten 1879 ein Eiscalorimeter, dessen eine Seite bestrahlt wurde. Infolge des Stagnirens des Wassers an dieser Fläche erwies sich die Methode als wenig vortheilhaft.

Hirn[3]) liess 1884 Schwefelkohlenstoff in der Sonnenstrahlung verdampfen und leitete hieraus die Strahlungsenergie ab, während K. Ångström zum gleichen Zwecke Aether benutzte.

---

Der Lösung der Aufgabe, aus dem Effecte der Strahlung eines Körpers auf die Temperatur desselben, oder genauer auf die Temperaturdifferenz zwischen strahlendem und bestrahltem Körper, zu schliessen, stehen grosse Schwierigkeiten gegenüber, die für hohe Temperaturen keineswegs in exacter Weise gelöst sind. Zunächst muss das allgemeine Strahlungsgesetz bekannt sein, welches die Abhängigkeit des Strahlungseffectes von der absoluten Temperatur bei absolut schwarzen Körpern angiebt. Da letztere aber in Wirklichkeit nicht existiren, so muss einerseits ermittelt werden, welche Correctionen an das Strahlungsgesetz wegen dieses Umstandes anzubringen sind, andrerseits muss das Emissionsvermögen des strahlenden Körpers bekannt sein. Die einfache Kenntniss des Emissionsvermögens für im Laboratorium herstellbare Temperaturen genügt aber nicht, da sich das Emissionsvermögen

1) Ann. scient. de l'École norm. **3**, 435.
2) Wien. Ber. (2) **69**. 3) Compt. Rend. **98**, 324.

aller Körper für die verschiedenen Strahlungsarten mit der Temperatur ändert; so lange man das Gesetz, nach welchem diese Aenderung vor sich geht, nicht kennt, oder mit anderen Worten, so lange die Kirchhoff'sche Function nicht gefunden ist, so lange bleibt jede exacte Lösung der Aufgabe, durch Messung der Strahlung die Temperatur des strahlenden Körpers zu bestimmen, für hohe Temperaturen ausgeschlossen. Man wird für bestimmte Körper innerhalb der im Laboratorium herstellbaren, resp. genau bestimmbaren Temperaturgrenzen, das Problem strenge lösen können, nicht aber in seiner Anwendung auf die Sonne.

Die bisher aufgestellten Strahlungsgesetze sind nun die folgenden:

Newton hat sich zuerst mit dem Problem der Strahlung beschäftigt und kommt zu dem Schlusse, dass die Erwärmungs- oder Erkaltungsgeschwindigkeit direct proportional dem Temperaturunterschiede zwischen strahlendem und bestrahltem Körper gesetzt werden könne. Bezeichnet man daher diesen Temperaturunterschied mit $t$, mit $dt$ seine Veränderung mit der Zeit $z$, so ist die Geschwindigkeit $V$ der Erwärmung zu setzen $V = \frac{dt}{dz} = c.\ t$, wobei $c$ eine Constante bedeutet. Hieraus ergiebt sich durch Integration der Temperaturunterschied zur Zeit $z$ zu $t = t_0 \left(\frac{1}{m}\right)^z$, wenn $t_0$ den Temperaturunterschied zur Zeit $z_0$ und $m$ eine durch Beobachtung zu bestimmende Constante bedeutet.

Es ist schon lange bekannt, dass das Newton'sche Gesetz nur als eine ganz rohe Annäherung betrachtet werden kann, die, nur für geringe Temperaturunterschiede anwendbar, bei grösseren Unterschieden ganz illusorisch wird, und es sind daher schon frühzeitig verschiedene Versuche zu Ermittelung eines besseren und für höhere Temperaturen brauchbaren Gesetzes gemacht worden.

Dulong und Petit haben eine Reihe von Untersuchungen angestellt, bei denen die Bedingung der gleichförmigen Zufuhr von Wärme aus dem Innern oder besser die Gleichheit der Oberflächen- und der Innentemperatur dadurch nahe erfüllt war, dass sie Kugeln mit Flüssigkeiten verwendeten, durch deren Strömungen der Temperaturausgleich erfolgte. Sie fanden als innerhalb des von ihnen benutzten Temperaturintervalls von 280° gültiges Gesetz, dass die von einem Körper ausgestrahlte Wärmemenge in einer geometrischen Progression wächst, wenn die Temperatur gleichförmig zunimmt. Die in der Zeiteinheit ausgestrahlte Wärmemenge bei der Temperatur $t$ ist dann darstellbar durch den Ausdruck

$$m \cdot a^t,$$

worin $m$ eine von der Grösse und Beschaffenheit der Oberfläche des strahlenden Körpers abhängige Constante bedeutet, während $a$ den für alle Körper gleichen, von der Einheit nur wenig abweichenden Werth 1.0077 besitzt.

Für die Anwendbarkeit dieses rein empirisch gefundenen Gesetzes auf grössere Temperaturintervalle sind theoretische Begründungen nicht vorzubringen; es unterliegt keinem Zweifel, dass die mit diesem Gesetze extrapolirten Werthe für beträchtlich hohe Temperaturen wesentlich zu klein ausfallen, wenn auch nicht in demselben Masse, wie die mit der Newton'schen Formel gerechneten zu gross werden. Es sei ausserdem darauf hingewiesen, dass, wie Stefan[1]) gefunden hat, die Beobachtungsdaten von Dulong und Petit, auf welche sie ihr Gesetz begründet haben, keineswegs einwandsfrei sind, obgleich sie sich grosse Mühe gegeben haben, den Einfluss der Wärmeleitung durch die Luft und der Luftströmungen gesondert von der Strahlung zu ermitteln.

Rosetti[2]) hat mit Hülfe einer Thermosäule die Strahlung von Körpern bei Temperaturen zwischen 0° und 300° untersucht und hiernach die Strahlung $S$ darstellen können durch den Ausdruck:

$$S = (aT^2 - b)(T - \theta),$$

worin $T$ die absolute Temperatur des strahlenden Körpers, $\theta$ diejenige der Thermosäule und $a$ und $b$ Constanten bedeuten, deren Werthe sind:

$$a = 3.351 \times 10^{-6} \quad \text{und} \quad b = 0.0637 .$$

Das Rosetti'sche Gesetz ist ebenfalls nur empirisch gefunden und entbehrt jeder Berechtigung der Anwendung auf hohe Temperaturen.

Aus sehr umfangreichem Material hat H. F. Weber ein Strahlungsgesetz von folgender Form abgeleitet:

$$S = C \cdot F \cdot (e^{aT} \cdot T - e^{a\theta}\theta),$$

worin $C$ und $a$ Constanten bedeuten, $T$ die absolute Temperatur des strahlenden Körpers und $\theta$ diejenige der Umgebung desselben bezeichnen. Mit Hülfe dieses ebenfalls empirischen Gesetzes hat Weber alle bisherigen Strahlungsbeobachtungen gut darstellen können.

Einen ganz ausserordentlich einfachen Ausdruck für die Beziehung zwischen Strahlung und absoluter Temperatur des strahlenden Körpers hat Stefan[3]) gefunden: »Die von einem Körper ausgestrahlte Wärmemenge ist der 4. Potenz seiner absoluten Temperatur proportional«, also

1) Wien. Ber. **79**, 391.
2) Atti della R. Accad. dei Lincei **2**, 169.
3) Wien. Ber. **79**, 391.

$W = c \cdot T^4$, worin $c$ eine Constante und $T$ die absolute Temperatur bedeutet. Stefan selbst hat gezeigt, dass dieses Gesetz geeignet ist, wie das Weber'sche, die früheren Beobachtungen von Dulong und Petit, de la Provostaye und Desains, Draper und Ericsson gut darzustellen.

Das Stefan'sche Gesetz ist später durch Ferrel[1]) verallgemeinert worden, indem derselbe die Potenz selbst unbestimmt liess und durch Beobachtungen zu ermitteln versuchte:

$$W = c \cdot T^n.$$

Die von Ferrel für $n$ gefundenen Werthe schwanken zwischen 3.6 und 4.2.

Eine Prüfung der bisherigen Strahlungsgesetze ist kürzlich von Paschen angestellt worden und zwar nach Methoden, die von einer Reihe von Fehlerquellen, die bei den früheren Beobachtungen nicht zu vermeiden gewesen waren, frei zu sein scheinen. Diesen Beobachtungen, die bis zu Temperaturen von 1700° gehen, schliessen sich die Gesetze von Newton und Dulong und Petit durchaus nicht an; am besten stimmt mit denselben die Weber'sche Formel, die bis zu einer Temperatur von 1050° geringere Strahlungswerthe als die Beobachtungen giebt, darüber hinaus aber etwas grössere. Bei den Paschen'schen Beobachtungen liegt die Strahlung des Platins zu Grunde, und Paschen selbst macht darauf aufmerksam, dass die Abweichungen der Beobachtungen von den in Frage stehenden Strahlungsgesetzen möglicherweise auf einer Aenderung des Emissionsvermögens des Platins mit der Temperatur gegenüber der Emission eines absolut schwarzen Körpers begründet sein können. Weitere Beobachtungen mit berussten Platinblechen scheinen Andeutungen dieser Art ebenfalls zu geben.

Ein besonderes Strahlungsgesetz hat Paschen aus seinen Beobachtungen nicht abgeleitet; dieselben können aber dazu benutzt werden, Correctionen an die nach bestimmten Strahlungsgesetzen ermittelten Sonnentemperaturen anzubringen.

Neuere Prüfungen des Stefan'schen Gesetzes sind von Lummer und Pringsheim[2]) bis zu Temperaturen von 1560° unternommen worden, wobei sie sich der Strahlung eines Hohlkörpers bedienten. Sie fanden das Stefan'sche Gesetz sehr gut bestätigt, indem sie nach Ferrels Vorgang den Exponenten als Unbekannte setzend, für denselben den Werth 3.96 erhielten.

Die sämmtlichen bisher angeführten Strahlungsgesetze sind, wie schon

---

1) Bull. philos. Soc. Washington **5**, 93.
2) Wied. Ann. **63**, 396.

bemerkt, empirisch gefunden; sie stellen also nur Interpolationsformeln dar, deren Benutzung zu starken Extrapolationen, wie dies bei Ermittelung der Sonnentemperatur nothwendig ist, stets sehr misslich bleibt. Es ist daher von ganz besonderer Wichtigkeit für die Bestimmung der Sonnentemperatur, dass für eines dieser Gesetze, und zwar für das einfachste und wohl am besten mit den Beobachtungen stimmende, eine nachträgliche theoretische Ableitung stattgefunden hat. Boltzmann[1]) hat gezeigt, dass sich das Stefan'sche Gesetz aus einer Verbindung der elektro-magnetischen Lichttheorie mit dem zweiten Hauptsatze der mechanischen Wärmetheorie beweisen lässt. Der Boltzmann'sche Ideengang ist der folgende:

Aus der Maxwell'schen elektromagnetischen Lichttheorie ergiebt sich, dass ein Licht- oder Wärmestrahl auf die Flächeneinheit bei senkrechter Wirkung einen Druck ausüben muss, welcher entsprechen muss der in der Volumeneinheit Aether infolge der Lichtbewegung enthaltenen Energie, und zwar nur dann, wenn er von der Fläche absorbirt wird. Würde er nahe senkrecht auffallen und unter demselben Winkel reflectirt werden, so wäre der Druck der doppelte. Bildet der Strahl mit der Normalen zur Fläche den Winkel $\vartheta$, so ist bei vollständiger Reflexion nur die lebendige Kraft der normal zur Fläche stehenden Componente der Bewegung massgebend, und da sowohl das Bewegungsmoment, als auch die auffallende Menge mit $\cos\vartheta$ multiplicirt ist, so wird die lebendige Kraft gleich der gesammten lebendigen Kraft multiplicirt mit $\cos^2\vartheta$. Bezeichnet man daher die gesammte lebendige Kraft in der Volumeinheit mit $\psi(t)$ ($t$ gleich der absoluten Temperatur einer einen luftleeren Raum umschliessenden Hülle genommen), so ist die lebendige Kraft derjenigen Strahlen, deren Winkel mit der Normalen zur gedrückten Fläche zwischen $\vartheta$ und $\vartheta + d\vartheta$ liegt, und welche sich in der Richtung gegen die gedrückte Fläche fortpflanzen, und derjenigen, welche sich umgekehrt bewegen, gleich $\frac{1}{2}\psi(t)\sin\vartheta d\vartheta$. Der gesammte Druck beider Strahlen ist daher auf die Flächeneinheit $\psi(t)\cos^2\vartheta \sin\vartheta d\vartheta$. Die Integration dieses Ausdrucks von 0 bis $\frac{\pi}{2}$ liefert für den gesammten Druck den Betrag

$$f(t) = \tfrac{1}{3}\psi(t).$$

Für die Functionen $f$ und $\psi$ lässt sich nun nach dem zweiten Hauptsatze der mechanischen Wärmetheorie eine weitere Beziehung auf folgendem Wege ableiten:

1) Wied. Ann. **22**, 291.

Es sei in einem Hohlcylinder von absolut schwarzer, wärmeundurchlässiger Umhüllung ein eben solcher Stempel $S$ verschiebbar; derselbe berühre anfangs die Basis $B$ des Cylinders, welche den Flächeninhalt 1 und die Temperatur $t_0$ haben soll, und entferne sich von derselben (nach rechts von der Basis) bis zur Distanz $a$. Die ganze, in Form von Strahlung zwischen $B$ und $S$ vorhandene Wärme $a \cdot \psi(t_0)$, sowie die ganze zur Bewegung von $S$ aufgewendete Wärme $a \cdot f(t_0)$ werde von $B$ geliefert, in Arbeitsmass gemessen. Nun werde der Raum zwischen $B$ und $S$ durch einen zweiten Stempel $E$ von $B$ abgesperrt, so dass sein Zustand sich jetzt adiabatisch ändert, und der Stempel $S$, welcher wie die Mantelfläche des Cylinders nur verschwindend wenig Wärme enthalten soll, bewege sich noch um das Stück $x$ weiter. Für diese Zustandsänderung ist dann

$$d[(a + x)\psi(t)] = - f(t)dx .$$

Der Raum rechts von $S$ und die ihn begrenzende Gegenfläche $G$ des Cylinders sollen immer die schliesslich auch links entstehende Temperatur $t$ gehabt haben. Alle rechts vom Stempel $S$ sowohl durch Arbeitsleistung als auch durch Volumenverkleinerung gewonnene Wärme $(a + x)[\psi(t) + f(t)]$ soll an der Gegenfläche $G$ aufgenommen worden sein. Der Process ist umkehrbar; es ist also:

$$\frac{(a + x)[\psi(t) + f(t)]}{t} = \frac{a[\psi(t_0) + f(t_0)]}{t_0} = c .$$

Betrachtet man nun $a$, $t_0$ und $c$ als constant, $x$ und $t$ als veränderlich und addirt zu der Gleichung beiderseits $d[(a + x)f(t)]$, so ergiebt sich mit Beachtung des Differentials der letzten Gleichung das Resultat:

$$\psi(t)dt + f(t)dt = tdf(t) ,$$

oder:

$$f(t) = t\int \frac{\psi(t)}{t^2} dt .$$

Da nun $f(t) = \frac{1}{3}\psi(t)$ ist, wie oben gefunden, so folgt:

$$\frac{t}{3} \cdot d\psi(t) = \frac{4}{3}\psi(t)dt .$$

Die Integration ergiebt:

$$\psi(t) = c \cdot t^4 ,$$

d. h. das Stefan'sche Gesetz.

zmann macht zwar auf den vielfach provisorischen Charakter Beweisführung aufmerksam; indessen ist von den Physikern fast lgemein der Beweis als ein gültiger aufgefasst worden, und st es gestattet, das Stefan'sche Gesetz auch zu stärkeren Extraen zu benutzen und speciell auf die Ermittelung der Sonnentur aus Strahlungsbestimmungen anzuwenden, sofern man hierbei ıer im Auge behält, dass es sich um die Bestimmung einer nicht enen, sondern, wie weiter unten gezeigt werden wird, nur de- Grösse, der effectiven Sonnentemperatur handelt.

sehr lehrreiche Vergleichung zwischen den Gesetzen von n, Dulong und Petit und Stefan hat Chwolson[1]) gegeben. ichnet man mit $T$ die Temperatur des strahlenden Körpers, mit der Umgebung und bezieht alles auf die Einheit der Minute s Quadratcentimeters, so lassen sich diese Gesetze folgenderschreiben:

Newton: $W = h(T - T_0)$,
g und Petit: $W = m(a^T - a^{T_0})$, wo $a = 1.0077$ ist,
Stefan: $W = c\{(273 + T)^4 - (273 + T_0)^4\}$.

r Newton'schen Grösse $h$ entsprechenden Werthe werden dann $- T_0 = 1°$:

Newton: $h = h =$ constans,
g und Petit: $h = 0.007641 \cdot m \cdot (1.0077)^T$,
Stefan: $h = 8.094 \times 10^7 \cdot c \cdot \{1 + 0.011\,T + 4.05 \times 10^{-5}$
$+ 4.94 \times 10^{-8} T^3\}$.

e Temperaturdifferenz von 0° bis 100° erhält man demnach fol- Werthe von $h$:

Newton: $h_0 = h$ $h_{100} = h$,
g und Petit: $h_0 = 0.007641 \cdot m$ $h_{100} = 0.01646 \cdot m$,
Stefan: $h_0 = 8.094 \times 10^7 \cdot c$ $h_{100} = 20.664 \times 10^7 \cdot c$.

ernach:

1 bei Newton,

2.153 bei Dulong und Petit,

2.553 bei Stefan.

[1]) Repert. d. Meteor. **15**, 1.

Die Vergleichung dieser Werthe unter einander zeigt, in wie hohem Grade die Emission bei gleichbleibender Temperaturdifferenz zwischen strahlendem und empfangendem Körper von der absoluten Temperatur des ersteren abhängt; sie wächst um mehr als 1 % auf 1° Cels.

Interessant ist auch eine Vergleichung der nach den verschiedenen Gesetzen für Temperaturen von $T_0 = 20°$ und $T = 50°$ berechneten Wärmemengen, in $h_0$ ausgedrückt:

Newton: $W = 30 h_0$,

Dulong und Petit: $W = 39.477 h_0$,

Stefan: $W = 43.421 h_0$,

Weber: $W = 37.576 h_0$.

---

Bevor dazu übergegangen werden kann, aus den Strahlungsbeobachtungen mit Hülfe der Strahlungsgesetze Werthe für die Temperatur der Sonne abzuleiten, muss der Begriff der Sonnentemperatur erst genauer definirt werden.

Eine exacte Definition der Sonnentemperatur bereitet grosse Schwierigkeiten. Selbst wenn die ausstrahlende Schicht der Sonne die Oberfläche eines glühenden festen Körpers wäre, würde deren Temperatur aus Strahlungsbeobachtungen erst dann festzustellen sein, wenn wir diesen Körper selbst oder wenigstens sein Emissionsvermögen kennten. Die wirkliche Temperatur würde bei unbekanntem Emissionsvermögen innerhalb weiter Grenzen liegen können; es braucht ja nur an den enormen Strahlungsunterschied (Helligkeitsunterschied) zwischen einem Metall- und einem Glasstückchen, welche beide in derselben Flamme, also bei derselben Temperatur, glühen, erinnert zu werden. Nun sind uns in der That die Elemente, welche in der Photosphäre die Strahlung aussenden, völlig unbekannt; die Ansichten gehen hierüber so weit aus einander, dass während die Mehrzahl zwar für die Emission von festen oder flüssigen Partikeln ist, eine Minderzahl doch an Gase bei starkem Drucke als Quelle der Strahlung denkt. Wenn die wahre Sonnentemperatur wesentlich höher ist, als die von uns künstlich herstellbaren Temperaturen, so würde selbst die Kenntniss des emittirenden Stoffes nicht unmittelbar zur Kenntniss der Temperatur führen, da es alsdann nicht möglich wäre, das variable Emissionsvermögen dieses Stoffes für die betreffende Temperatur zu bestimmen.

Es ist deshalb unumgänglich nothwendig, bei der Definition der

Sonnentemperatur das Emissionsvermögen zu berücksichtigen, und dies geschieht am besten nach dem Vorgange von Le Chatelier unter der Annahme, dass das Emissionsvermögen der Sonne gleich 1 sei. Man bezeichnet die so definirte Sonnentemperatur als die effective.

Demgegenüber hat man nach Violle als wahre Sonnentemperatur diejenige zu bezeichnen, welche ein Körper von demselben scheinbaren Durchmesser wie die Sonne besitzen muss, damit er unter Voraussetzung des gleichen mittleren Emissionsvermögens wie die Sonne auch in gleicher Zeit dieselbe Quantität Wärme aussendet.

Die Sonnenphotosphäre ist nun zweifellos keine feste Oberfläche, sondern der am meisten verbreiteten Ansicht nach eine Gasschicht von merklicher Dickenausdehnung, in welcher die ausstrahlenden Partikel suspendirt sind. Diese Schicht kann wohl kaum eine gleichförmige Temperatur besitzen; die letztere wird vielmehr nach Innen zunehmen. Nach Aussen gelangen auch Strahlungen aus den tieferen Schichten, welche aber beim Durchgange durch die oberen eine gewisse Absorption erfahren. Von einer bestimmten Temperatur der Sonnenphotosphäre kann also gar keine Rede sein, sondern nur von einer mittleren, welche der Summe aller Strahlungseffecte aus allen Theilen der Schicht entspricht.

Obgleich von dieser Schrift alles Hypothetische möglichst fern gehalten werden soll, ist es doch nothwendig, um den Begriff der Sonnentemperatur zu fixiren, noch weiter auf die Consequenzen, welche die kurz angedeutete Annahme über die Constitution der Photosphäre in Bezug hierauf nach sich zieht, einzugehen. Bei einer solchen Constitution tritt nämlich eine Aenderung im Begriffe des Emissionsvermögens ein. Nehmen wir an, die ausstrahlenden Partikel der Photosphäre besässen bei der wahren Temperatur der Photosphäre das Emissionsvermögen 1, so ist das Ausstrahlungsvermögen eines Flächenelementes der Photosphäre bei der gegebenen Temperatur doch stets ein kleineres, und zwar hängt dasselbe bei gegebener Dicke der Schicht von zwei Factoren ab: von der Anzahl der als sehr klein gedachten Partikel und von dem Absorptionsvermögen der oberen Schichten. Je grösser die Zahl der in einem die Schicht durchdringenden Elementarprisma suspendirten Partikel ist, um so grösser wird das Emissionsvermögen des betreffenden Flächenelementes, würde aber nur dann den Werth 1 erreichen können, wenn das Absorptionsvermögen der oberen Schichten verschwindend klein wäre. Also selbst bei bekanntem Emissionsvermögen der in der Photosphäre schwebenden Partikel wird man aus Strahlungsbeobachtungen stets einen zu geringen Werth für die wirkliche Temperatur der Photosphäre erhalten. Es ist nicht leicht, zu übersehen, bis zu welchem

Betrage dieser Factor massgebend ist; man kann aber, wie später ausführlicher zu zeigen ist, immerhin Rücksicht auf diese Verhältnisse nehmen.

Selbst nach genügender Lösung des Problems der Wärmeextinction in der Erdatmosphäre lässt sich daher aus Strahlungsbeobachtungen nicht die wirkliche, in der Photosphäre herrschende Sonnentemperatur finden, sondern nur die Temperatur eines absolut schwarzen Körpers vom gleichen scheinbaren Durchmesser wie die Sonne und gleichem Strahlungseffecte.

Begnügt man sich mit der Bestimmung dieser effectiven Sonnentemperatur, so ist dabei auch der Umstand in Rechnung gezogen, dass die Gültigkeit des Stefan'schen Gesetzes nur für absolut schwarze Körper theoretisch bewiesen ist.

Noch eine Bemerkung dürfte hier am Platze sein. Die Sonne ist jedenfalls in ihren bei Temperaturbestimmungen in Frage kommenden Schichten gasförmig; da nun die Gase ein sehr geringes Wärmeleitungsvermögen besitzen, so könnte es befremdlich erscheinen, dass nicht bei Beibehaltung einer inneren hohen Temperatur die strahlenden Schichten sich sehr bald abgekühlt haben. Es ist aber sehr wahrscheinlich, dass die mangelnde Leitung durch starke Convectionsströme ersetzt wird.

Es möge nun zur Darlegung der einzelnen Resultate übergegangen werden.

Pouillet (1837)[1]) benutzte die Lambert'sche Theorie der Absorption in der Erdatmosphäre. Er setzte also entsprechend die Weglänge in der Luft gleich der Masse $E$ der durchstrahlten Luft, nahm aber für die Höhe der Atmosphäre einen viel zu grossen Werth an, nämlich $^1/_{80}$ des Erdradius. Bezeichnet man die zu bestimmende Solarconstante mit $A$, mit $p$ den Transmissionscoëfficienten der Luft, der bei Pouillet zwischen 0.72 und 0.79 schwankt, so berechnet sich $A$ aus der beobachteten Wärmemenge $Q$ nach $A = \frac{Q}{pE}$. Im Mittel fand er $A = 1.793$ Gramm-Calorien.

Die Sonnentemperatur leitete Pouillet unter Benutzung des Dulong- und Petit'schen Gesetzes ab, musste also einen zu kleinen Werth erhalten. Er fand als effective Sonnentemperatur den Werth $T = 1461^\circ$, also bei der Annahme des Emissionsvermögens gleich 1. Würde das-

1) Compt. Rend. 7, 24.

selbe gleich 0.1 gesetzt (etwa dasjenige des Platins), so resultirte eine Sonnentemperatur von 1761.

J. Herschel[1]) (1825) benutzte am Cap der guten Hoffnung das Pouillet'sche Pyrheliometer. Er fand für $A$ fast genau denselben Werth wie Pouillet; eine Berechnung der Sonnentemperatur hat er nicht angestellt.

O. Hagen[2]) hat anfangs der sechziger Jahre Messungen mit einem dem Pouillet'schen Apparate ähnlichen in Madeira angestellt. Näheres ist über seine Beobachtungen und deren Berechnung nicht bekannt. Er erhielt den Werth $A = 1.9$ Gr.-Cal. (genähert), also ebenfalls ziemlich gut mit Pouillet stimmend.

Forbes[3]) (1842) berechnete für seine mit dem Pouillet'schen Pyrheliometer angestellten Versuche die Absorption in der Erdatmosphäre, indem er annahm, dass ein Theil der Strahlungsenergie überhaupt nicht absorbirt würde. Er setzte daher $Q = b + (A - b)\, q^{\varepsilon}$ und fand $A = 2.82$ Gr.-Cal.

Radau hat eine ähnliche Formel vorgeschlagen, die am besten die Pouillet'schen Beobachtungen darstellen soll, nämlich

$$Q = A_0 + B\left(\frac{2}{3}\right)^{\varepsilon}, \quad \text{wobei } A = A_0 + B \text{ ist.}$$

Die hiernach umgerechneten Pouillet'schen Beobachtungen gaben dann den Werth $A = 1.82$ Gr.-Cal.

Die Beobachtungen Secchis[4]) aus dem Anfange der siebziger Jahre sind nur zum Zwecke der Sonnentemperaturbestimmung angestellt. Er berechnete aus ihnen in Verbindung mit den Soret'schen Messungen die Sonnentemperatur nach dem, wie wir gesehen haben, hier gänzlich unanwendbaren Newton'schen Gesetz und erhielt damit Werthe, die zwischen 4 und 10 Millionen Grad liegen. Schon Vicaire[5]) hat auf die Unzulässigkeit der Secchi'schen Rechnungen aufmerksam gemacht und die Secchi'schen Beobachtungen unter Zugrundelegung des Dulong- und Petit'schen Gesetzes neu bearbeitet. Dabei resultirte natürlich wieder ein zu kleiner Werth, nämlich 1398°. Es ist gerade dies ein sehr lehrreiches Beispiel dafür, in welchem Masse die Temperaturbestimmungen der Sonne von dem angewandten Strahlungsgesetze abhängen.

1) Edinb. Journ. of Science **3**, 107. 2) Berl. Berichte 1863.
3) Phil. Trans. **2**, 235. 4) Secchi, Le Soleil.
5) Compt. Rend. **74**, 31; **78**, 1012.

Violle[1]) (1875) ging von der Annahme aus, dass der Wasserdampf eine wesentliche Rolle bei der Absorption spiele, und berechnete daher seine Beobachtungen nach der Formel $Q = A \cdot a^{\frac{H + b f \cdot h}{760} \varepsilon}$, worin $a = 0.946$ und $b = 0.148$ Constanten sind. $h$ ist die Dicke der Luftschicht zwischen dem Beobachtungsorte und derjenigen Höhe, in welcher der Wasserdampf unmerklich wird, $f$ die mittlere Dichte des Wasserdampfes in dieser Schicht. Die Formel berücksichtigt auch den Barometerstand, indem $H$ den Luftdruck bedeutet. Den Transmissionscoëfficienten fand Violle zu 0.79, wobei der Betrag von 0.62 allein auf den Wasserdampf kommt. Als Violle'sche Solarconstante resultirte $A = 2.590$ Gr.-Cal., und als Sonnentemperatur erhielt Violle unter Zugrundelegung des Dulong- und Petit'schen Gesetzes den Werth 1550°, wobei vorausgesetzt ist, dass die Photosphäre das Absorptionsvermögen des Russes besitzt. Schreibt man ihr dasjenige des Eisens zu, so erhält man ungefähr 2000°.

Die Beobachtungen von Crova[2]) (1878) sind mit zwei modificirten Pouillet'schen Pyrheliometern angestellt worden. Zur Berechnung der atmosphärischen Absorption verwendete er eine rein empirische Formel $Q = \frac{A}{(1 + a\varepsilon)^b}$, worin $a$ und $b$ Constanten sind, die von Tag zu Tag wechseln. Seine Beobachtungen verfolgten übrigens mehr den Zweck einer Untersuchung über den Transmissionscoëfficienten als einer Bestimmung der Solarconstanten. Für letztere erhielt er Werthe zwischen $A = 2.28$ und 2.37 Gr.-Cal.

Ericsson, der übrigens bei seinen Beobachtungen fälschlicherweise die Temperatur proportional der Dichtigkeit der Strahlen annimmt, geht wieder zur Benutzung des Newton'schen Strahlungsgesetzes zurück, welches er scharf gegenüber dem Dulong- und Petit'schen vertheidigt. Seine Resultate über die Sonnentemperatur schwanken zwischen 2 und 4 Millionen Grad.

Langley (1884) hat sich sehr ausführlich und unter Benutzung verschiedener Apparate mit dem vorliegenden Problem beschäftigt. Er fand als wahrscheinlichsten Betrag für die Solarconstante $A = 3.068$ Gr.-Cal., wobei die von ihm erhaltenen Werthe zwischen 2.630 und 3.505 schwanken. Er hat besonders darauf aufmerksam gemacht, dass die in der Gesammtstrahlung beobachteten Werthe von $A$ alle zu klein sein müssen infolge der verschiedenen Absorption in der Erd- und der Sonnen-

1) Compt. Rend. **78**, 1425, 1816; **79**, 746.
2) Compt. Rend. **81**, 1205; **82**, 81, 375; **84**, 495; **87**, 106.

atmosphäre für die verschiedenen Wellenlängen. Wird eine Atmosphäre, deren gesammte Absorption die Intensität $A$ auf $Ap^s$ reducirt, in auf einander folgende Schichten zerlegt, und bezeichnet man den Absorptionscoëfficienten für eine bestimmte Wellenlänge mit $a$, so wird $A$ auf dem Durchtritt durch zwei Schichten zu $Aa^2$, für eine andere Wellenlänge wird entsprechend $B$ zu $Bb^2$. Operirt man mit der Mischung der beiden Wellenlängen, so hat man zur Bestimmung der Absorption $\frac{(Aa + Bb)^2}{Aa^2 + Bb^2}$, während man bei getrennter Behandlung hat $\frac{(Aa)^2}{Aa^2} + \frac{(Bb)^2}{Bb^2}$. Der letztere Ausdruck ist stets grösser als der erstere.

Einige Jahre früher (1878) hat Langley[1]) die Wärmestrahlung der Sonne direct mit derjenigen des geschmolzenen Stahls im Bessemer Converter verglichen. Er fand die Sonnenstrahlung etwa 87 mal so stark wie diejenige des Stahls, was nach dem Stefan'schen Gesetze für die Sonnentemperatur den dreifachen Betrag wie die des Stahles geben würde, also etwa 6000°, unter der Langley'schen Annahme, dass die letztere mindestens 2000° sei. Langley schliesst dies aus dem Umstande, dass Platin oberhalb der Stahloberfläche schmolz. Da aber Platin von Eisendampf stark angegriffen wird, so kann das Schmelzen des Platindrahtes auch nur ein scheinbares gewesen sein, und die Temperatur im Bessemer Converter wäre dann eine geringere. Andrerseits ist die Zahl 87 aber vielleicht auch zu klein, da die oberhalb des geschmolzenen Stahls befindlichen Eisendämpfe jedenfalls stark absorbirend wirken. Es wird dies einigermassen plausibel gemacht durch den Umstand, dass Langley für das Intensitätsverhältniss der optischen Strahlen von Sonne und Stahl den enormen Betrag von 5800 fand. Diese Zahl scheint doch kaum durch die relativ stärkere Intensitätszunahme der brechbareren Strahlen erklärbar zu sein, sondern sie wird zum Theil durch die für diese Strahlen stärkere Absorption des Eisendampfs zu deuten sein.

Rosetti[2]) (1878), der eine Thermosäule in einem Schutzkasten direct bestrahlen liess, also Bestimmungen der Solarconstante nicht vornehmen konnte, bestimmte mittels seines empirischen Strahlungsgesetzes die Temperatur der Sonne zu 9965°. Zur Berechnung der Absorption in der Erdatmosphäre verwandte er die Laplace'sche Formel.

Abney und Festing[3]) verglichen die Gesammtstrahlung der Sonne mit derjenigen einer Glühlampe unter der Annahme, dass die Tempe-

---

1) Proc. Amer. Acad. Boston **4**, 106.
2) R. Accad. dei Lincei (3) **2**, 64.
3) Proc. R. Soc. **35**, 328.

ratur der Lichtquelle proportional der Quadratwurzel der gesammten Strahlung sei (Stefan'sches Gesetz verlangt 4. Wurzel!); sie kamen auf eine Sonnentemperatur von 12700°, während sie für die Temperatur des positiven Pols des elektrischen Bogens 6000° erhielten.

Savelief[1]) (1889) legte seinen Beobachtungen sowohl das Crova'sche Actinometer als auch Crovas Absorptionsformel zu Grunde. Er erhielt zuerst als Solarconstante den Werth 2.86 ± 0.02 Gr.-Cal.; später fand er an sehr klaren Wintertagen $A = 3.47$.

Pernter[2]) (1889), der mit dem Violle'schen Actinometer auf dem Hohen Sonnblick (3995 m) Beobachtungen angestellt hat, erhielt ebenfalls sehr hohe Werthe für $A$, nämlich 3.05 bis 3.28 Gr.-Cal.

Ångström[3]) (1890) ging bei der Reduction seiner Beobachtungen von der Annahme aus, dass die Kohlensäure einen wesentlichen Beitrag zur Absorption in unserer Atmosphäre liefere, ein Resultat, zu dem auch Keeler gekommen ist. Ångström benutzte deshalb die folgende Absorptionsformel: $Q = A_1 p_1^2 + A_2 p_2^2$, in welcher $p_2$ als Transmissionscoëfficient der Kohlensäure den Werth 0.134 hat. Er erhielt für $A$ den sehr grossen Werth $A = 4$ Gr.-Cal.

Wilson und Gray[4]) (1894) haben ein Radiomikrometer zur Bestimmung der Sonnentemperatur benutzt. (Nähere Angaben fehlen). Gestützt auf das Stefan'sche Gesetz erhielten sie $T = 6200°$.

Paschen hat die Sonnenstrahlung mit der des glühenden Platins verglichen; unter Annahme eines gleichen Emissionscoëfficienten wie Platin (0.1) erhält er als Sonnentemperatur den Betrag von ungefähr 5000°.

Schliesslich gehören hierher auch die schon früher angestellten Versuche mit Brennspiegeln oder Linsen. Nach dem zweiten Hauptsatze der mechanischen Wärmetheorie kann niemals Wärme von einem kälteren auf einen heisseren Körper übergehen. Folglich kann auch keine noch so starke Verdichtung der Sonnenstrahlen durch irgend ein optisches System in dessen Brennpunkt eine höhere Temperatur als die des ausstrahlenden Körpers erzeugen. Es lässt sich dieser nicht so ganz leicht übersehbare Schluss sehr plausibel machen dadurch, dass jede Verdichtung der Strahlen durch ein optisches System nichts Anderes zu Wege bringt als eine Vergrösserung der scheinbaren Ausdehnung des strahlenden Objects, also ein Näherrücken desselben. Im Maximum kann demnach der Brennpunkt höchstens in die Oberfläche des strahlenden Körpers zu liegen kommen, d. h. seine Temperatur kann höchstens gleich der der

1) Compt. Rend. **108**, 287.
2) Wien. Ber. **27** (2). 1562.
3) Wied. Ann. **39**, 294.
4) Proc. R. Soc. **55**, 250.

strahlenden Oberfläche werden. Es ist schon lange bekannt, dass man mit Hülfe von Brennspiegeln sehr hohe Temperaturen erzeugen kann, und in neuerer Zeit hat Ceraski[1]) Versuche mit einem Hohlspiegel von 1 Meter Durchmesser, der nahe an dem Focus noch eine Concentrationslinse enthielt, angestellt. Er fand, dass im Brennpunkte sämmtliche zugängliche Stoffe geschmolzen wurden, mit Ausnahme der Magnesia, deren sehr geringes Absorptionsvermögen aber wahrscheinlich die Ursache hierfür war. Er taxirte die Brennpunktstemperatur auf ungefähr 3500°, und um nun einen Vergleich zu besitzen, mass er auch die Temperatur im Brennpunkte, die ein elektrisches Bogenlicht von der gleichen scheinbaren Grösse der Sonne erzeugte; es ergab sich hierfür eine Temperaturerhöhung von 100° bis 105°. Ceraski schloss hieraus, dass die Sonnentemperatur ausserordentlich viel höher sein müsse, als die des elektrischen Lichts. Dieser Schluss ist aber nicht richtig; wahrscheinlich hat Ceraski bei demselben das Newton'sche Strahlungsgesetz zu Grunde gelegt. Die Ceraski'schen Zahlen führen vielmehr nach dem Stefan'schen Gesetze zu einem durchaus plausibeln Werth für die Sonnentemperatur, der nur unsicher bleibt, weil die Temperatur des elektrischen Flammbogens nicht genau bekannt ist. Nimmt man an, dass bei dem Ceraski'schen Verfahren die Aussentemperatur 15° betragen habe, so ergiebt sich als absolute Strahlungstemperatur im Brennpunkte des Spiegels durch das Bogenlicht 393°, durch die Sonne 3788°; die Temperatur der Sonne verhält sich daher zu der des Bogens wie $\sqrt[4]{\frac{3788}{393}}$. Nimmt man letztere zu 3500° an, so resultirt als effective Sonnentemperatur 6600°, für den Werth der Bogenlichttemperatur von 5000° resultirt 8800°.

Der erstere Werth stimmt so gut mit den anderen Bestimmungen überein, dass man sich bei der naturgemäss grossen Unexactheit der Versuche nur über diese Uebereinstimmung wundern kann.

Sieht man von dem sonstigen Interesse der Versuche mit Hohlspiegeln ab, so haben dieselben übrigens für das Problem der Sonnentemperatur nur wenig Bedeutung, da es ja unpraktisch ist, den Strahlungseffect künstlich so zu vermehren, dass seine Bestimmung nur noch unter grossen Schwierigkeiten möglich ist. — Die Ceraski'schen Zahlen bedürften übrigens auch noch einer Correctur wegen der Extinction in der Erdatmosphäre; wegen der unbekannten Sonnenhöhe ist dieselbe aber nicht anzugeben.

Aus der im Vorigen gegebenen Zusammenstellung lässt sich ersehen,

1) Annal. de l'Obs. de Moscou (2) 3.

dass die gefundenen Werthe für die Solarconstante nicht allzuweit auseinander liegen. Die älteren Bestimmungen haben zweifellos zu kleine Werthe ergeben, die neueren deuten mit grosser Sicherheit darauf hin, dass die Solarconstante zwischen die Beträge von 3.5 und 4.0 Gr.-Cal. eingeschlossen ist. Nach S. 17 ist anzunehmen, dass infolge der unvollständigen Absorption des Russes oder Platinschwarzes die wahre Solarconstante noch um 5 bis 10 Procent zu erhöhen ist; man wird daher wohl der Wahrheit am nächsten kommen, wenn man als wahrscheinlichsten Werth der Solarconstanten die Zahl 4.0 annimmt.

Die Berechnung der effectiven Sonnentemperatur aus dieser Solarconstanten unter Anwendung des Stefan'schen Gesetzes gestaltet sich folgendermassen:[1])

Von der Himmelshalbkugel wird eine am Beobachtungsorte gelegene schwarze Fläche von 1 Quadratcentimeter bestrahlt. Von einer Calotte vom scheinbaren Sonnendurchmesser $\varphi$ beträgt die Strahlung auf die schwarze Fläche den Bruchtheil $\sin^2 \frac{1}{2} \varphi$. Besitzt nun die Calotte die effective Sonnentemperatur $x^0$, der übrige Theil des Himmels, sowie die schwarze Fläche die Temperatur 0°, so erfährt die Fläche in der Minute den Wärmezuwachs

$$(H_x - H_0) \sin^2 \frac{1}{2} \varphi = s,$$

wo $s$ die Solarconstante bedeutet. Bezeichnet man nun mit $h$ den Unterschied $H_{100} - H_0$, so ist

$$\frac{s}{h} = \frac{H_x - H_0}{H_1 - H_0} \sin^2 \frac{1}{2} \varphi .$$

Setzt man nach dem Stefan'schen Gesetze

$$\frac{H_t}{H_0} = \left(\frac{273 + t}{273}\right)^4,$$

so wird die Sonnentemperatur sehr genähert

$$x = 273 \cdot \sqrt[4]{\frac{2.483}{\sin^2 \frac{1}{2} \varphi} \cdot \frac{s}{h_1}} .$$

Bestimmungen von $h_1$, gültig für die Temperaturdifferenz von 0° bis 100°, sind mehrfach ausgeführt worden. Es sind folgende Werthe vorhanden:

1) Siehe Warburg, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellschaft. I. Jahrg. Nr. 2.

Lehnebach[1]) $h_1 = 0.912$ Gr. Cal.
Christiansen[2]) $h_1 = 1.002$ » »
Kurlbaum[3]) $h_1 = 1.056$ » »

Die neueste Bestimmung von $h_1$ durch Kurlbaum dürfte wohl die zuverlässigste sein; unter ihrer Benutzung, dem Werthe $s = 4.0$ und bei $\varphi = 32'$ erhält man dann aus obiger Formel den Werth der effectiven Sonnentemperatur, auf den absoluten Nullpunkt bezogen,

$$x = 7010^\circ.$$

Nimmt man als Werth der Solarconstante die etwas kleinere Zahl 3.75, so erhält man für die effective Sonnentemperatur 6900°.

Es ist sehr interessant, zu sehen, wie die vorstehend aufgeführten, von früheren Beobachtern erhaltenen ausserordentlich differirenden Werthe für die Sonnentemperatur in Uebereinstimmung kommen, so bald sie mit dem Stefan'schen Gesetze berechnet werden.

Pouillet 5600°
Secchi 5400°
Violle 6200°
Soret 5500°
Langley 6000°
Wilson u. Gray 6200°

Der Vollständigkeit halber seien dieser Zusammenstellung noch die Werthe der Sonnentemperatur nach Rosetti, mit Hülfe seines eigenen Strahlungsgesetzes abgeleitet, und nach Paschen, nach empirischen Correctionen des Stefan'schen Gesetzes gefunden, angegeben:

Rosetti 10000°
Paschen 5000°

Die ursprünglichen Schwankungen zwischen 1500° und 10 000 000°, die durch die Verwendung ungültiger Strahlungsgesetze bedingt waren, sind nun auf geringe Beträge zurückgeführt, und man darf die Bestimmung der Sonnentemperatur keineswegs mehr als Beispiel eines völlig intractablen Problems hinstellen.

---

1) Pogg. Ann. **151**, 96. 2) Wied. Ann. **21**, 364.
3) Wied. Ann. **65**, 746.

Der oben ermittelte Werth von 7000° für die effective Sonnentemperatur wird der Wahrheit wahrscheinlich sehr nahe kommen, und es erscheint vollständig ausgeschlossen, dass die effective Sonnentemperatur ausserhalb der Grenzen von 6000° und 8000° liegen könnte; denn selbst unter Annahme der Lehnebach'schen Grösse von $h_1$ = 0.912 Gr.-Cal. und der Annahme, dass die Berücksichtigung der Absorption in unserer Atmosphäre noch solchen Unsicherheiten unterworfen sein könne, dass der wahre Werth der Solarconstante 5.0 werde, resultirt als effective Sonnentemperatur immer erst ein Werth von rund 7700°. Das Stefan'sche Gesetz lehrt eben, dass bei hohen Temperaturen die Intensität der Strahlung ganz ausserordentlich schnell zunimmt, so dass selbst grössere Unsicherheiten der Strahlungswerthe nur geringen Einfluss auf die resultirenden Strahlungstemperaturen haben.

Während es, wie schon bemerkt, wegen völliger Unkenntniss des Emissionsvermögens der Photosphäre ohne Hypothesen nicht möglich ist, den wahren Betrag der Temperatur derselben zu finden, braucht man sich jedoch mit der eben abgeleiteten effectiven Temperatur der Sonne nicht zu begnügen, vielmehr ist es möglich, noch einen Schritt weiter zu gehen, um die effective Strahlung der Photosphäre selbst, frei von der oberhalb der Photosphäre stattfindenden Absorption, zu ermitteln.

Man erkennt den Einfluss dieser Absorption sehr deutlich durch den Lichtabfall, der auf der scheinbaren Sonnenscheibe von der Mitte bis zum Rande stattfindet. Eine andere Deutung dieses Lichtabfalls ist nicht zulässig; denn nach dem Lambert'schen oder dem Lommel'schen photometrischen Grundgesetze ist die Ausstrahlung eines selbstleuchtenden Flächenelements proportional dem Cosinus des Emanationswinkels; eine selbstleuchtende Kugel muss daher als gleichmässig helle Scheibe erscheinen. Wollte man aber das Euler'sche Gesetz zu Grunde legen, so würde sogar resultiren, dass der Rand heller erscheinen müsste als die Mitte.

Um die nothwendige Correction anbringen zu können, handelt es sich darum, genau wie bei dem Probleme der Extinction in unserer Atmosphäre, aus der Lichtabnahme nach dem Rand (Horizonte) hin den Transmissionscoëfficienten für die Sonnenatmosphäre und daraus wieder den Betrag der Gesammtabsorption für die einzelnen Strahlungsbezirke zu bestimmen.

Zur historischen Orientirung sei angeführt, dass Galilei und Huyghens den Lichtabfall der Sonnenscheibe nach dem Rande zu noch nicht erkannt habe, während Chr. Scheiner der erste gewesen ist, der ihn mit Bestimmtheit wahrgenommen hat. Auch Lambert steht noch auf dem Standpunkte Galileis, während Bouguer bereits Messungen

über die Helligkeitsabnahme angestellt hat, die mit den besten neueren Messungen sehr gut stimmen. Um so merkwürdiger ist es, dass noch im Anfange dieses Jahrhunderts Arago an der Realität dieser Erscheinung zweifelte und dadurch Veranlassung gab, die neuentdeckte Photographie zum ersten Male auf die Sonne anzuwenden.

Nach Bouguer hat Chacornac[1]) wieder Messungen angestellt, bei denen er als erster den störenden Einfluss der bräunlicheren Färbung des Randes auf die Messungen erwähnte. Bei einer Distanz vom Mittelpunkt von 0.3 Halbmesser fand er die Helligkeitsabnahme noch unmerklich, bei 0.5 betrug sie 8% und am Rande etwa 50%. Die später folgenden Beobachtungen von Liais[2]) können ihrer geringeren Genauigkeit halber übergangen werden; einigermassen bessere Resultate erhielten erst 1874 Pickering und Strange[3]). Sie fanden für die beigeschriebenen Abstände von der Mitte folgende Helligkeitsverhältnisse.

| Abstand von der Mitte | Intensität |
|---|---|
| 0.0 | 100 |
| 0.1 | 99 |
| 0.2 | 98 |
| 0.3 | 96 |
| 0.4 | 94 |
| 0.5 | 91 |
| 0.6 | 87 |
| 0.7 | 82 |
| 0.8 | 75 |
| 0.9 | 63 |
| 1.0 | 37 |

Die bisher aufgeführten Zahlen haben für unsere Zwecke kein besonderes Interesse; aus ihnen kann der Verlust der Lichtstrahlen in der Sonnenatmosphäre abgeleitet werden, deren Betrag in einem absoluten Masse wir aber gar nicht kennen, und deren relative Werthe sehr unsicher ausgefallen sind. Für uns haben ein wesentlicheres Interesse erst die für die einzelnen Wellenlängen abgeleiteten Absorptionswerthe, und insbesondere diejenigen der Wärmestrahlung.

1) Compt. Rend. **49**, 806.

2) Mém. de la Soc. d. Sciences de Cherbourg **12**, 277.

3) Proc. Amer. Acad. (2) **2**, 428.

In ersterer Beziehung hat H. C. Vogel[1]) mit Hülfe des Spectralphotometers sehr umfangreiche Messungen angestellt, deren Resultate in der folgenden Tabelle enthalten sind:

| Abstand von der Sonnenmitte | Intensität für die Spectralbezirke | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | 405—412 $\mu\mu$ | 440—446 $\mu\mu$ | 467—473 $\mu\mu$ | 510—515 $\mu\mu$ | 573—585 $\mu\mu$ | 658—666 $\mu\mu$ |
| 0.0 | 100.0 | 100.0 | 100.0 | 100.0 | 100.0 | 100.0 |
| 0.1 | 99.6 | 99.7 | 99.7 | 99.7 | 99.8 | 99.9 |
| 0.2 | 98.5 | 98.7 | 98.8 | 98.7 | 99.2 | 99.5 |
| 0.3 | 96.3 | 96.8 | 97.2 | 96.9 | 98.2 | 98.9 |
| 0.4 | 93.4 | 94.1 | 94.7 | 94.3 | 96.7 | 98.0 |
| 0.5 | 88.7 | 90.2 | 91.3 | 90.7 | 94.5 | 96.7 |
| 0.6 | 82.4 | 84.9 | 87.0 | 86.2 | 90.9 | 94.8 |
| 0.7 | 74.4 | 77.8 | 80.8 | 80.0 | 84.5 | 91.0 |
| 0.75 | 69.4 | 73.0 | 76.7 | 75.9 | 80.1 | 88.1 |
| 0.8 | 63.7 | 67.0 | 71.7 | 70.9 | 74.6 | 84.3 |
| 0.85 | 56.7 | 59.6 | 65.5 | 64.7 | 67.7 | 79.0 |
| 0.9 | 47.7 | 50.2 | 57.6 | 56.6 | 59.0 | 71.0 |
| 0.95 | 34.7 | 35.0 | 45.6 | 44.0 | 46.0 | 58.0 |
| 1.0 | 13.0 | 14.0 | 16.0 | 16.0 | 25.0 | 30.0 |

Aus diesen Zahlen ist zunächst zu ersehen, dass die Absorption am Sonnenrande für die violetten Strahlen 87% beträgt, für die rothen nur noch 70%, woher die bräunliche Färbung des Randes resultirt. Die an den Grenzbezirken des Spectrums erhaltenen Werthe müssen nun in Uebereinstimmung stehen mit denjenigen, welche in den für diese Spectralgebiete anwendbaren speciellen Methoden zu erlangen sind einerseits mit Hülfe der Photographie, andrerseits durch Messung der Wärmestrahlung.

In ersterer Beziehung liegen nur zwei Messungsreihen vor, von Roscoe[2]) und Vogel[3]), die beide mit Hülfe von Chlorsilberpapier erhalten worden sind. Die Vogel'schen Zahlen befinden sich in sehr guter Uebereinstimmung mit den Werthen der 1. und 2. Columne der vorstehenden Tabelle:

1) Ber. Berliner Akad. **1877**, 104.
2) Proc. R. Soc. **12**, 648.
3) Pogg. Ann. **148**, 161.

| Abstand von der Mitte | Intensität |
|---|---|
| 0.0 | 100.0 |
| 0.2 | 98.7 |
| 0.4 | 94.2 |
| 0.6 | 82.9 |
| 0.8 | 59.6 |
| 0.85 | 50.3 |
| 0.9 | 39.5 |
| 0.95 | 27.1 |
| 1.0 | 13.5 |

Nach den weniger ausführlichen Roscoe'schen Messungen resultirt in sehr guter Uebereinstimmung für einen Abstand von 0.85 der Werth 50.9, für den Rand dagegen 29.7. Letzterer Werth ist offenbar zu gross; es ist anzunehmen, dass Roscoe überhaupt nicht genau am Rande hat messen können.

Die photographischen Aufnahmen der Sonne, welche in Kew erhalten worden sind, sind von W. de la Rue, Steward und Loewy[1]) in Bezug auf die Randabsorption der Sonnenscheibe untersucht worden. Die nur sehr kurz angegebenen Resultate dieser Untersuchung sollen andeuten, dass eine Abhängigkeit der Stärke der Absorption von der Stellung der Venus existirt. Befindet sich z. B. die Venus links von der Sonne, so soll der rechte Sonnenrand stärkere Absorption zeigen; in der Conjunction oder Opposition der Venus sei die Absorption am Sonnenrand gleichförmig. Man wird diese Resultate wohl schwerlich für reell halten dürfen.

In Bezug auf die sehr viel wichtigere Bestimmung der Absorption der Wärmestrahlen am Sonnenrande liegen zahlreiche Untersuchungen vor.

Als einfacher Nachweis einer Abnahme der Wärmestrahlung nach dem Sonnenrande hin, ohne zahlenmässige Festlegung, dürften die Versuche von O. Lohse[2]) und von Mayer[3]) in den siebziger Jahren gelten. Ersterer projicirte das Sonnenbild auf einen Papierschirm, der mit röthlichem Cobaltchlorid getränkt war. Nach einer Exposition von zwei Minuten war ein blaues Sonnenbild entstanden, dessen Intensitätsabnahme nach dem Rande hin deutlich zu sehen war. Sonnenflecken bildeten sich hierbei nicht

1) Monthl. Not. **26**, 74. 2) Monthl. Not. **33**, 569.
3) Amer. Journ. of Science (3) **10**, 50.

ab. Mayer benutzte ein Doppelsalz von Kupfer- und Quecksilberjodid, welches durch Wärme geschwärzt wird. Ausser der Randabsorption glaubte er, aus wenigen Beobachtungen schliessen zu können, dass auf der Sonnenscheibe ein begränztes Gebiet einer Maximalstrahlung vorhanden sei, dessen Grösse wechsle, und welches sich auf der Sonne selbst bewege. Irgend eine Beachtung dürfte dieses Resultat nicht verdienen.

Die ersten Messungen sind von Secchi[1]) und H. C. Vogel[2]) mit Hülfe von Thermosäulen erhalten worden. Die Resultate beider stimmen sehr gut mit einander überein, und deshalb hat sie Vogel zu der folgenden Tabelle vereinigt:

| Abstand von der Mitte | Intensität |
|---|---|
| 0.0 | 100 |
| 0.2 | 99 |
| 0.4 | 98 |
| 0.6 | 94 |
| 0.7 | 89 |
| 0.8 | 82 |
| 0.9 | 69 |
| 1.0 | 40 |

Secchi ist hierbei zu dem Schlusse gelangt, dass die Sonnenstrahlung nach den Polen zu abnehme, und zwar betrage diese Abnahme bei einer Breite von 30° bereits 6%.

Ericsson[3]) hat eine sehr eigenthümliche und nicht gerade empfehlenswerth erscheinende Methode der Abblendung einzelner Theile des Sonnenbildes in einem Fernrohr von sehr langer Brennweite benutzt. Er findet, dass das Strahlungsverhältniss von Rand zu Mitte 0.638 beträgt, wobei die Mitte der strahlenden Randzone 49″ vom wirklichen Sonnenrande entfernt war.

Recht zahlreiche Beobachtungen, aber nur an einem Tage, haben Cruls und Lacaille[4]) angestellt. Sie projicirten das Sonnenbild auf einen am Fernrohr befestigten Schirm, in dessen Mitte sich unverändert die Thermosäule befand, deren beide Löthstellen abwechselnd bestrahlt

1) Astr. Nachr. **34**. 2) Ber. Berliner Akad. 1877.
3) Nature, **12**, 517; **13**, 114, 224. 4) Compt. Rend. 88, 570.

wurden. Die einzelnen Theile der Sonnenscheibe wurden durch Bewegung des Fernrohrs in die Mitte gebracht, die Strahlen passirten daher stets dieselben Theile des Oculars.

Cruls hat die Beobachtungen für die nördliche und die südliche Halbkugel der Sonne getrennt durchgeführt und findet zwischen beiden einen sehr starken Unterschied in der Intensität der Strahlung.

Die folgende Tabelle wurde erhalten:

| Abstand von der Mitte | Intensität | |
|---|---|---|
| | südlich | nördlich |
| 0.2 | 80.0 | 97.5 |
| 0.3 | 63.9 | 91.7 |
| 0.4 | 60.7 | 88.8 |
| 0.5 | 57.6 | 82.3 |
| 0.6 | 55.1 | 77.4 |
| 0.7 | 52.1 | 67.7 |
| 0.8 | 47.6 | 64.2 |
| 0.9 | 39.9 | 50.5 |

Bis auf den letzten Werth bei 0.9 Abstand findet eine fast constante Abweichung der Strahlung zwischen Nord- und Südhalbkugel statt, ein Umstand, der die Realität der Erscheinung, die ja leider durch weitere Beobachtungen nicht bestätigt ist, ohne Weiteres sehr in Frage stellt, da der auffallende Sprung in der Stärke der Strahlung vom Aequator bis zu 0.2 Abstand auf der Südhälfte wohl kaum denkbar ist. Es dürfte daher auf die Cruls'schen Zahlen überhaupt nicht viel Werth zu legen sein.

Sehr umfangreiche und zuverlässige Messungen hat Langley[1]) angestellt. Derselbe projicirte das Sonnenbild eines Aequatoreals von 33 cm Oeffnung zu einer Scheibe von 0.6 m Durchmesser. Zur Messung der Strahlung benutzte er zwei gegen einander geschaltete feine Thermosäulen. Aus über 300 Messungen, die 1874 erhalten wurden, fand Langley folgende Abnahme der Strahlung nach dem Rande zu, getrennt für die 4 Himmelsrichtungen:

1) Amer. Journ. of Science (3) **10**, 489.

| Abstand von der Mitte | Intensität | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Nord | Ost | Süd | West | Mittel |
| 0.25 | — | — | — | — | 99.0 |
| 0.50 | 94.9 | 94.7 | 94.5 | 94.7 | 95.0 ± 0.35 |
| 0.75 | 86.5 | 85.6 | 85.5 | 84.0 | 85.9 ± 0.17 |
| 0.96 | 60.7 | 60.6 | 62.3 | 63.9 | 61.9 ± 0.39 |
| 0.98 | 50.8 | 47.7 | 49.5 | 52.2 | 50.1 ± 0.23 |

Hiernach würden aus den Mitteln für die nördliche und die südliche Halbkugel keine als reell anzusehenden Differenzen resultiren, besonders aber keine Abnahme der Wärme nach den Polen zu, wie Secchi gefunden haben wollte. Es ergiebt sich nämlich:

| Abstand von der Mitte | Intensität $\frac{N+S}{2} - \frac{O+W}{2}$ |
|---|---|
| 0.50 | — 0.6 |
| 0.75 | + 0.2 |
| 0.96 | — 0.8 |
| 0.98 | + 0.2 |

Die neuesten Messungen über die Vertheilung der Sonnenstrahlung auf der Sonnenscheibe sind 1892 von Frost[1]) auf dem Potsdamer Observatorium erhalten worden. Die Einrichtung des Apparats war ähnlich der des Langley'schen, nur waren bei Frost die zweiten Löthstellen der gegen einander geschalteten Thermosäulen unmittelbar neben einander in einem mit Wasser gefüllten Gefässe enthalten, so dass sie sehr nahe die gleiche Temperatur besitzen mussten. Die von Frost erhaltenen Strahlungswerthe sind die folgenden:

1) Astr. Nachr. **130**.

| Abstand von der Mitte | Intensität |
|---|---|
| 0.0 | 100.0 |
| 0.1 | 99.8 |
| 0.2 | 99.3 |
| 0.3 | 98.4 |
| 0.4 | 97.1 |
| 0.5 | 95.1 |
| 0.6 | 92.2 |
| 0.7 | 87.8 |
| 0.8 | 80.6 |
| 0.9 | 65.6 |
| 1.0 | (39) |

Auch aus diesen Beobachtungen liess sich eine Unsymmetrie der Wärmeausstrahlung auf der Sonnenscheibe nicht nachweisen.

Die Beobachtungen über die Abnahme der Wärmestrahlung der Sonne nach dem Rande hin sind mit sehr grossen Schwierigkeiten verknüpft; daher darf man sich über die nicht gerade sehr befriedigende Uebereinstimmung der einzelnen Reihen nicht wundern. Das Mittel aus denselben stimmt aber doch recht gut mit den von H. C. Vogel mit Hülfe des Spectralphotometers gefundenen Werthen für die Wellenlängen von 658 bis 666 $\mu\mu$ überein, so dass wir diese letzteren Werthe für die weiteren Betrachtungen benutzen wollen. Da nach den Beobachtungen Langleys das Maximum der Energiewirkung der Sonnenstrahlung bei der Wellenlänge von 600 $\mu\mu$ liegt, so wäre zu erwarten, dass die mittleren Werthe aus den beiden letzten Columnen der Vogel'schen spectralphotometrischen Resultate mit denjenigen aus den thermischen Bestimmungen besser stimmen müssten, als die der letzten Columne für sich allein. Dieser Schluss würde wenigstens nach Analogie der betreffenden Verhältnisse bei den chemisch wirksamen und den optischen Strahlen erlaubt sein. Das Nichtzusammentreffen wird nur dahin ausgelegt werden dürfen, dass eben die Bestimmungen der Absorption der Sonnenatmosphäre noch nicht mit befriedigender Genauigkeit erfolgt sind.

Um aus den Zahlen, welche die Abnahme der Strahlung nach dem Rande zu darstellen, den Gesammtbetrag der Absorption abzuleiten, müsste, um strenge zu rechnen, zunächst aus den Beobachtungen nach der Formel $I = e^{-f \sec \varrho}$, wo $\varrho$ den Abstand von der Mitte bedeutet, der Factor $f$ berechnet werden; durch Integration würde man dann die

Gesammtstrahlung finden. Sehr viel bequemer ist es aber, die Sonnenscheibe in eine Zahl von concentrischen Ringen zu zerlegen, deren Flächeninhalte, multiplicirt mit dem für ihren mittleren Radius aus den Beobachtungen entnommenen Intensitätswerth, dann einfach zu addiren sind. Diese Zahl ist dann zu dividiren in die Gesammtstrahlung bei gleicher Intensität 1, also in $\pi = 3.14$. Durch Division des so erhaltenen Werthes durch den Transmissionscoëfficienten resultirt dann ein je nach der Zahl der Ringe, in welche die Sonnenscheibe getheilt wurde, mehr oder weniger genäherter Werth für die Gesammtstrahlung der Sonne.

Bei der Berechnung des Extinctionscoëfficienten für die Sonnenatmosphäre sei des historischen Interesses halber erwähnt, dass Laplace mit dem Bouguer'schen Werthe (S. 5) zu dem Resultate gelangt ist, dass nur $^1/_{12}$ der Gesammtstrahlung der Sonne infolge der Absorption in der Atmosphäre der Sonne zu uns gelange. Dieser enorme Betrag resultirt aus der Anwendung des unrichtigen Euler'schen Gesetzes über die Helligkeit der verschiedenen Theile der Sonnenkugel. Die weiteren Werthe sind mit Hülfe des Lambert'schen Gesetzes erhalten worden und dementsprechend wesentlich kleiner. So würde nach Pickering für die optischen Strahlen ein immerhin noch sehr kleiner Transmissionscoëfficient von 0.26 resultiren, also würde von der ganzen Sonnenscheibe nur $\frac{1}{4.64}$ der optischen Strahlung zu uns gelangen. Aus den Beobachtungen von Frost resultirt ein Transmissionscoëfficient von 0.72. Die Strahlung würde demnach ohne Sonnenatmosphäre 1.7 mal grösser sein.

Nach den Vogel'schen Beobachtungen werden die Transmissionscoëfficienten für Roth oder bloss für die Wärmestrahlung 0.79, für Violett 0.48. Die entsprechenden Strahlungsverluste von der ganzen Scheibe werden demnach 1.49 und 3.01. Es müssen also die gefundenen absoluten Strahlungsmengen der Sonne mit abgerundet 1.5 multiplicirt werden, um die wahre Ausstrahlung der Photosphäre zu erhalten. Der von uns angenommene Mittelwerth der Solarconstanten von 4.0 Gr.-Cal. wird daher auf 6.0 Gr.-Cal. zu erhöhen sein, um die wahre von der Photosphäre ausgehende Strahlung zu erhalten. Der von uns abgeleitete Mittelwerth der effectiven Sonnentemperatur ist hiernach auf rund 7760° zu erhöhen. Selbst wenn, was nicht zu erwarten steht, später einmal eine wesentlich stärkere Absorption der Wärmestrahlen durch die Sonnenatmosphäre gefunden werden sollte, so würde dies trotz beträchtlicher Vergrösserung der Solarconstanten doch für die Temperatur der Photosphäre nicht zu Werthen führen, die wesentlich höher wären,

weil eben die Strahlung mit der vierten Potenz der absoluten Temperatur wächst.

Wollte man z. B. den zweifellos viel zu kleinen Pickering'schen Werth für den Transmissionscoëfficienten der Sonnenatmosphäre zu Grunde legen, so würde zwar für die Solarconstante, bezogen auf die Photosphäre, der enorme Werth von 17 Gr.-Cal. folgen, für die Temperatur der Photosphäre aber erst der Betrag von rund 10000°.

---

Es seien im Anschluss hieran noch einige Bemerkungen über die Absorption oberhalb der Photosphäre gestattet.

Dass die Ursache der Abnahme der Sonnenstrahlung nach dem Rande der Scheibe zu in der Absorption durch eine Atmosphäre zu suchen ist, wurde bereits gezeigt. Man könnte nun annehmen, dass diese Absorption in der sogenannten umkehrenden Schicht stattfände, dass sie also die selective Absorption sei, welche die Fraunhofer'schen Linien im Sonnenspectrum erzeugt. Da die sämmtlichen Linienserien der Metalle nach der brechbareren Seite des Spectrums zu convergiren und infolge dessen die Linien in diesem Theile des Spectrums sehr viel zahlreicher sind, als in den weniger brechbaren Partien, so würde diese Annahme mit den beobachteten Absorptionserscheinungen nicht im Widerspruch stehen; wohl aber führt die Betrachtung des Spectrums selbst zu einem solchen Widerspruche: Es lässt sich nämlich eine merkliche Verdickung der Fraunhofer'schen Linien nach dem Sonnenrande zu nicht wahrnehmen. Zur Entscheidung dieser Frage sind die von Blumbach auf dem Potsdamer Observatorium bei sehr starker Dispersion aufgenommenen Spectra des östlichen und des westlichen Sonnenrandes vorzüglich geeignet. Auf diesen Aufnahmen werden zwar die Linien nach den Sonnenrändern zu etwas breiter und dunkler, aber die Linien der Erdatmosphäre, welche von den Sonnenlinien infolge ihres geraden Durchganges durch die Trennungslinie der beiden Ränder zu unterscheiden sind, genau in dem gleichen Masse. Das Breiterwerden der Linien ist in diesem Falle nur ein scheinbares, verursacht durch die sehr deutlich sichtbare Reduction der Helligkeit des continuirlichen Spectrums. Diese Beobachtung beweist übrigens in Uebereinstimmung mit anderen Erscheinungen, dass der absorbirende Theil der Photosphäre nur sehr dünn sein kann. Die allgemeine Absorption rührt also von einem oberhalb der umkehrenden Schicht gelegenen Theile der Sonnenatmosphäre her; es lässt sich leicht übersehen, dass der Sitz derselben aber doch nicht allzu hoch oberhalb der Photosphäre zu suchen ist und nicht etwa wesentlich von dem äusseren Theile der Sonnencorona ausgeübt wird, weil sonst eine geringere Abnahme der Strahlung nach

dem Rande zu resultiren würde, als die Beobachtungen ergeben. So schliesst Pickering aus seinen, wie gezeigt wurde, zu starken Absorptionswerthen, dass eine supponirte homogene Atmosphäre von der Höhe des Sonnenradius und dem Transmissionscoëfficienten 0.26 den Beobachtungen Genüge leiste. Seeliger hat aus den Vogel'schen Werthen abgeleitet, dass die Sonnenatmosphäre eine merkliche Dispersion besitzen müsse und dabei entweder sehr dünn oder sehr niedrig sei; nach den eben mitgetheilten Beobachtungen scheint mir nur die zweite dieser Möglichkeiten in Frage zu kommen.

Irgendwie sichere Aufschlüsse über die absorbirende Sonnenatmosphäre lassen sich aus den bisherigen Beobachtungen nicht gewinnen; man wird wohl nicht fehl gehen, wenn man sie in die Chromosphäre und die dicht darüber gelegenen Theile, in denen die Protuberanzen auftreten, verlegt.

---

Die für die effective Strahlung der Photosphäre oben gefundene Zahl von 7760° darf als eine recht sichere bezeichnet werden, insofern als die zu ihrer Ableitung benutzten Beobachtungen und Formeln keinen grösseren principiellen Fehlerquellen unterworfen sind und die Beobachtungsfehler überhaupt nur in sehr geringem Masse in diesen Werth eingehen. Es ist bereits angegeben, dass wegen der Unkenntniss des Emissionsvermögens der Photosphäre ein Schluss auf die wahre Temperatur der Photosphäre nicht möglich ist, und dass selbst bei bekanntem Emissionsvermögen die Berechnung der wahren Temperatur auf schwachen Füssen stehen würde, da das zu allen bisherigen Rechnungen benutzte Stefan'sche Gesetz bisher nur für die Strahlung eines absolut schwarzen Körpers bewiesen ist. In wie weit das Stefan'sche Gesetz bei der Anwendung auf andere Körper fehlerhaft ist, entzieht sich vorläufig der Beurtheilung; nur so viel lässt sich sagen, dass die Abweichungen bis zu Temperaturen von mehreren hundert Grad bei Körpern, deren Emissionsvermögen sich der Einheit nähert, also bei Russ z. B., fast ganz innerhalb der Beobachtungsfehler liegen.

Mit diesem Vorbehalte wird es erlaubt sein, für verschiedene Emissionsvermögen die wahren photosphärischen Temperaturen zu berechnen, um wenigstens einen Ueberblick über diese Verhältnisse zu gewinnen.

Da die Constante $c$ des Stefan'schen Gesetzes die Bedeutung des Emissionscoëfficienten besitzt, so erhält man die wahren Werthe der Temperatur unmittelbar durch Multiplication der effectiven Temperatur mit $\sqrt[4]{c}$.

Für die beigeschriebenen Emissionscoëfficienten der Photosphäre (gültig für die betreffenden Temperaturen) erhält man somit folgende wahre Temperaturen:

| $E$ | Wahre Temperatur |
|---|---|
| 1.0 | 7760° |
| 0.8 | 8200 |
| 0.6 | 8800 |
| 0.4 | 9700 |
| 0.2 | 11600 |
| 0.1 | 13800 |
| 0.01 | 24500 |

Es giebt noch einen anderen Weg, auf dem man zu einer genäherten Kenntniss der wahren Photosphärentemperatur gelangen kann, wenn dies auch augenblicklich noch nicht mit einem hohen Grade von Genauigkeit möglich ist. Man müsste nämlich zum Vergleiche mit der Strahlung der Sonne nicht diejenige fester Körper oder künstlich hergestellter nahe schwarzer Körper benutzen, sondern die Strahlung von Schichten, welche ähnlich constituirt sind wie die Photosphäre. Solche Schichten besitzen wir aber in den gewöhnlichen Leuchtflammen, in denen wegen der ungenügenden Verbrennung ein Theil des Kohlenstoffes als in dem glühenden Gase suspendirte Theile enthalten ist. In den Flammen ist also eine ähnliche Bedingung zur Verminderung des Emissionsvermögens vorhanden wie in der Photosphäre. Nun wissen wir zwar nicht, welches Element oder welche Elemente in der Photosphäre condensirt sind; es ist aber durchaus nicht unmöglich, dass dies gerade der Kohlenstoff ist, dessen Siedepunkt jedenfalls ausserordentlich hoch liegt. In diesem Falle würde die Abweichung des Emissionsvermögens von der Einheit nicht viel Bedeutung haben, da bei der Kleinheit dieser Abweichung die Differenzen bei den verschiedenen Temperaturen in der Flamme und in der Photosphäre noch geringer, eventuell erst zweiter Ordnung wären. Wenn die strahlenden Partikel in der Photosphäre einem anderen Elemente als dem Kohlenstoffe angehörten, würde natürlich die Aehnlichkeit des Absorptionsvermögens zwischen Flamme und Photosphäre geringer sein, doch immerhin noch beträchtlich grösser als zwischen der letzteren und einem strahlenden festen Körper. Wegen der geringen Dicke der strahlenden Schicht in einer Flamme gegenüber der der Photosphäre braucht man ebenfalls keine Besorgniss zu hegen, da nach den Untersuchungen von R. v. Helmholtz in einer Gasflamme bereits eine Schicht von 6 mm genügt, um das Maximum der Strahlungsfähigkeit zu erzeugen.

Bei den Flammen tragen natürlich wie bei der Photosphäre auch die glühenden Gase zur Ausstrahlung bei, doch überwiegt diejenige der festen Partikel, wie sich leicht dadurch nachweisen lässt, dass bei stärkerer Zufuhr von Sauerstoff zu einer Flamme wohl die Temperatur derselben beträchtlich wächst, ihre Ausstrahlung aber abnimmt, da infolge der besseren Verbrennung die Menge des ausgeschiedenen Kohlenstoffs geringer wird, ein Resultat, welches ja auch vollständig mit dem directen Anblicke, also unter Verwendung der optischen Strahlung allein, übereinstimmt.

Die Bestimmung der Strahlungsenergie einer leuchtenden Flamme bereitet nun heute keine besonderen Schwierigkeiten mehr. So hat neuerdings K. Ångström[1]) mit Hülfe seines auf Seite 21 beschriebenen Apparates gefunden, dass die Hefner'sche Normallampe pro Minute und Quadratcentimeter eine Wärmemenge von 13.2 Gr.-Cal. ausstrahlt; wenn diese Zahl auch nur einen vorläufigen Werth darstellt, dürfte derselbe doch recht nahe richtig sein.

Nun beträgt nach Seite 48 die in der gleichen Einheit ausgedrückte Strahlung der Photosphäre 6.0 Gr.-Cal., und hieraus berechnet sich die von einem Quadratcentimeter in der Minute von der Photosphäre ausgestrahlte Wärmemenge zu 42110 Gr.-Cal. Die vierte Wurzel aus dem Verhältniss $\frac{42110}{13.2}$ giebt daher an, um wievielmal die Sonnentemperatur höher ist, als die mittlere Temperatur der Hefner'schen Lampe, das ist um das 7.52fache.

Die Bestimmung von mittleren Flammentemperaturen bietet eine ziemlich grosse, wenngleich durchaus nicht unüberwindliche Schwierigkeit, da zu diesem Zwecke metallische Körper (Thermoelemente, Bolometerdraht u. s. w.) in die Flamme eingeführt werden müssen, die wegen ihrer Leitungsfähigkeit und wegen ihrer starken Ausstrahlung stets unter der wahren Flammentemperatur bleiben.

Temperaturbestimmungen der Hefner'schen Flamme scheinen bisher nicht angestellt worden zu sein; doch ist anzunehmen, dass die Temperatur dieser Flamme nicht wesentlich verschieden von der einer Kerzen- oder gewöhnlichen Petroleumflamme ist. Rosetti[2]) hat für die absolute Temperatur der ersteren Werthe zwischen 900° und 1200°, der letzteren 1000° bis 1300° gefunden. Diese Werthe sind wahrscheinlich etwas zu niedrig, da Rosetti als Maximaltemperatur der Bunsenflamme 1623° ermittelt hat, während dieselbe nach den neuesten Bestimmungen

1) Wied. Ann. 1899. 2) Atti del Ist. Ven. (5) IV, 1—11.

von Berkenbusch[1]), die von den vorhin erwähnten Fehlerursachen ziemlich frei zu sein scheinen, 1830° beträgt. Man wird daher als Temperaturgrenzen der Hefner'schen Flamme 1000° bis 1300° annehmen können, und mit diesen Grenzwerthen erhält man als wahre Temperatur der Photosphäre die Werthe 7520° bis 9776°.

Der erste dieser Werthe liegt noch etwas unterhalb des wahrscheinlichsten Betrages von 7760° für die effective Temperatur der Sonne, der zweite würde nach Seite 51 einem Emissionsvermögen der Photosphäre von etwa 0.4 entsprechen.

Diese durchaus plausiblen Resultate deuten an, dass die Vergleichung von Flammenstrahlungen mit der Sonnenstrahlung wohl der sicherste Weg zur Ermittelung der wahren Photosphärentemperatur sein dürfte, und aus diesem Grunde ist es wünschenswerth, baldmöglichst exacte Bestimmungen der mittleren Temperatur der Hefner'schen Flamme zu besitzen.

---

Wie schon zu Beginn dieses Abschnittes angedeutet wurde, hat das Problem der Sonnentemperatur bisher als das unbefriedigendste der ganzen Astrophysik, speciell der Physik der Sonne, gegolten; es ist geradezu stets als Beispiel einer unexacten Forschung hingestellt worden. Ich glaube, dass man nach den vorstehenden Auseinandersetzungen nunmehr von dieser Ansicht zurücktreten muss, ja dass dieses überaus schwierige Problem einer befriedigenden Lösung bereits sehr nahe geführt ist.

---

## Indirecte Methoden zur Bestimmung der Sonnentemperatur.

Unter indirecten Methoden zur Bestimmung der Sonnentemperatur sind alle diejenigen zu verstehen, bei denen nicht die Gesammtenergie der Strahlung benutzt wird. Fast alle diese Methoden sind mehr oder weniger an bestimmte Hypothesen über die Constitution der Sonne geknüpft oder haben wenigstens complicirtere theoretische Betrachtungen zur Unterlage, als das verhältnissmässig noch einfache Strahlungsgesetz. Die auf indirectem Wege erhaltenen Zahlenresultate sind daher im allgemeinen weniger sicher, als die vorher besprochenen, sind aber doch naturgemäss von Interesse.

Den ersten Versuch einer indirecten Bestimmung der Sonnentemperatur hat Zöllner gemacht, indem er zunächst versuchte, ein Minimum

1) Wied. Ann. **67**, 649.

für diese Werthe abzuleiten. Er nahm dabei an, dass die sogenannten eruptiven Protuberanzen einfache Gasausströmungen, hervorgebracht durch Druckdifferenzen, seien. Als gültig mussten hierbei angenommen werden das Mariotte- und Gay-Lussac'sche Gesetz, die Constanz des Verhältnisses der specifischen Wärme bei constantem Volumen und constantem Druck. Unter diesen Annahmen leitet Zöllner ab, dass an der Oberfläche der von ihm als glühendflüssig vorausgesetzten Photosphäre eine Temperatur von 13230° herrsche, dass dieselbe nach Innen zu bei einer Tiefe von $^1/_{40}$ Sonnenradius aber bereits bis auf 1112000° steige.

Später hat Zöllner noch einen anderen Weg eingeschlagen, um die Temperatur der Sonnenatmosphäre zu bestimmen (dicht an der Grenze der Photosphäre). Er setzte hierbei nur die Gültigkeit des Mariotte- und Gay-Lussac'schen Gesetzes voraus und versuchte durch sehr scharfsinnige Betrachtungen zu einem empirischen Werthe für das Dichtigkeitsverhältniss zwischen zwei Atmosphärenschichten von bekanntem Abstande zu kommen, woraus sich eine Temperaturbestimmung erhalten liess. In diesem zweiten Falle fand er den Werth 61350°.

Im Jahre 1886 machte Pernter darauf aufmerksam, dass die auf dem ersten Wege bestimmte Zöllner'sche Sonnentemperatur zu hoch sein müsse, da durch die Protuberanzen Metalldämpfe mitgerissen würden, durch deren Condensation Wärme frei würde. Es dürfte diesem Punkte wohl wenig Wichtigkeit beizulegen sein. Dagegen bemerkt Pernter mit Recht, dass die von Zöllner angenommene Höhe der Protuberanzen von 8000 Meilen viel zu gross sei und man höchstens 1500 Meilen ansetzen dürfe. Damit findet dann eine beträchtliche Reduction des Zöllner'schen Werthes statt.

Pellat brachte eine Methode in Vorschlag, die sich auf die Folgerung aus dem Kirchhoff'schen Satze stützt, dass bei gleichbleibender Temperatur, aber Vermehrung der Schichtendicke sich das Emissionsvermögen eines Gases demjenigen eines absolut schwarzen Körpers nähere. Pellat leitet hieraus theoretisch die Möglichkeit ab, durch Beobachtung des Verschwindens der Absorptionslinien bei verschiedenen Temperaturen einen Schluss auf die Sonnentemperatur zu ziehen. Es ist hierbei augenscheinlich vorausgesetzt, dass die Sonne als Gasball leuchtet, d. h. dass das continuirliche Spectrum von sehr stark verdichteten Gasen herrührt.

Frei von jeglicher Hypothese über die Constitution der Sonne und allein auf der Gültigkeit des Kirchhoff'schen Gesetzes basirend, ist eine Bestimmung der Temperatur der Sonne in Verbindung mit derjenigen anderer Fixsterne, welche ich vor einigen Jahren ausgeführt

habe. Dieselbe beruht auf dem merkwürdigen Verhalten zweier Magnesiumlinien bei den Wellenlängen 448.1 $\mu\mu$ und 435.2 $\mu\mu$. Die erstere dieser Linien tritt in fast allen Spectren der I. Spectralclasse sehr stark hervor; in den Spectren der Sterne der II. Spectralclasse, zu denen unsere Sonne gehört, ist sie schwach, und in denen der III. Classe scheint sie zu fehlen. In dem Funkenspectrum des Magnesiums ist die Linie sehr stark; dagegen ist sie nicht im elektrischen Bogen oder im Spectrum des brennenden Magnesiums zu finden. Es liegt hiernach nahe, die Eigenthümlichkeiten dieser Linie auf die Verschiedenheit der Temperaturen im elektrischen Bogen und im Funken zurückzuführen und daraus weitere Schlüsse auf die Temperatur in den Fixsternen zu ziehen; es geht dies aber nicht an, da Druckverschiedenheiten ja denselben Effect haben könnten. Merkwürdiger- und glücklicherweise zeigt nun die zweite der oben angegebenen Magnesiumlinien genau das entgegengesetzte Verhalten, sowohl in den Sternen als auch im Laboratorium. In den Spectren der Classe I ist sie gar nicht oder kaum vorhanden, in denen der II. Classe ist sie sehr hervorragend und erscheint in IIa als eine der stärksten Linien. Im Funkenspectrum ist sie nicht vorhanden, dagegen im elektrischen Bogen sehr kräftig.

Der günstige Umstand, dass zwei demselben Stoffe angehörige Linien ein entgegengesetztes Verhalten zeigen, beweist nun sofort, dass die Erscheinungen, welche diese Linien auf den Sternen bieten, von der Temperatur allein abhängen und nicht vom Druck. Denn bei vermehrtem Drucke treten alle Linien ohne Ausnahme kräftiger hervor; dagegen ist es eine bekannte Thatsache, dass einzelne Linien bei wachsender Temperatur schwächer werden und schliesslich verschwinden.

Man kommt also zu dem Schlusse, dass die Temperatur derjenigen Schicht, welche die Fraunhofer'schen Absorptionslinien erzeugt, das ist die obere Grenze der Photosphäre, für die Sterne der Classe IIa (Sonne) wohl höher als die des elektrischen Bogens, aber wesentlich niedriger als die stark gespannter Funken ist. Als untere Grenze für die wahre Temperatur würde man hiernach etwa 5000° annehmen können; die obere Grenze bleibt unsicherer, dürfte aber den Betrag von 10000° wohl kaum überschreiten.

---

Wie schon angedeutet, liegt die Möglichkeit vor, aus der Wellenlänge des Energiemaximums auf die absolute Temperatur des strahlenden Körpers zu schliessen.

Auf S. 27 ist die theoretische Ableitung des Zusammenhangs zwischen der absoluten Temperatur eines strahlenden schwarzen Körpers und der Gesammtenergie seiner Strahlung gegeben, nach welcher das Stefan-

sche Gesetz resultirt $S = c \cdot T^4$, oder in der von Lummer und Pringsheim[1]) gegebenen Form

$$S = \int_0^\infty E d\lambda = c \cdot T^4,$$

worin $E$ die zur Wellenlänge $\lambda$ gehörige Strahlung des schwarzen Körpers von der absoluten Temperatur $T$ bedeutet.

W. Wien[2]) hat nun diese Untersuchung erweitert, indem er die Strahlung für die verschiedenen Wellenlängen getrennt als Function der Temperatur darstellt, und ist dabei zu einem Gesetze über die Verschiebung des Energiemaximums bei zunehmender Temperatur gelangt, welches für unsere Betrachtungen insofern von Wichtigkeit ist, als seine Anwendung auf die Sonnenstrahlung einen Schluss auf die effective Temperatur der Sonne gestattet. Der Gedankengang in der Ableitung dieses Gesetzes ist, kurz dargestellt,[3]) der folgende: Es befinde sich in einem Hohlraume mit vollkommen spiegelnden Wänden ein schwarzer Körper von der Temperatur $t_1$, und $e_1$ sei die Strahlungsenergie in der Volumeneinheit. Bei Vergrösserung von $t_1$ bis $t_2$ steige $e_1$ auf $e_2$.

Andrerseits gehe man von demselben Anfangszustand ($t_1$, $e_1$) aus, entferne den schwarzen Körper aus dem Hohlraume, während die von ihm ausgegangene Strahlung in dem Hohlraume zurückbleibt, und verkleinere jetzt das Volumen des Hohlraumes, bis die Strahlungsdichtigkeit gleich $e_2$ geworden ist.

Dann wird mit Hülfe des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie bewiesen, dass beide Arten, die Strahlungsdichtigkeit um den gleichen Betrag zu verändern, auch zu der gleichen spectralen Vertheilung der Energie führen, so dass also auch im zweiten Falle die Energievertheilung gleich der des schwarzen Körpers von der Temperatur $t_2$ ist.

Die durch Volumenverminderung hervorgebrachte Aenderung der Energievertheilung im Spectrum des schwarzen Körpers ist aber der Berechnung zugänglich unter zwei Voraussetzungen, dass nämlich erstens das Stefan'sche Gesetz gilt, und dass zweitens bei der Reflexion an einem bewegten Spiegel die Schwingungsdauer der reflectirten Strahlen sich nach dem Doppler'schen Princip ändert.

Hieraus ergiebt sich das Wien'sche Gesetz: »Im normalen Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers verschiebt sich mit veränderter Temperatur jede Wellenlänge so, dass das Product aus Temperatur und

1) Verh. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. Nr. 1. 2) Ber. d. Berl. Akad. 1893.
3) Siehe Lummer u. Pringsheim, l. c.

Wellenlänge constant bleibt.« Ist also die Energievertheilung im Spectrum eines schwarzen Körpers für eine Temperatur bekannt, so lässt sie sich für jede andere Temperatur berechnen.

Hieran lassen sich nun nach Lummer und Pringsheim folgende weitere Betrachtungen knüpfen: Das Wien'sche Gesetz führt zu folgenden, experimentell zu prüfenden Beziehungen:

$$\lambda_m X = A\,,$$
$$E_m X^{-5} = B\,,$$

worin $\lambda_m$ die Wellenlänge bedeutet, bei welcher im normalen Spectrum für die Temperatur $X$ die Energie ihr Maximum $E_m$ erreicht, und $A$ und $B$ Constanten sind.

Die Energie des Maximums steigt also proportional der 5. Potenz der absoluten Temperatur, und die Wellenlänge des Maximums verschiebt sich mit wachsender Temperatur nach Violett proportional der absoluten Temperatur.

Eine weitere theoretische Betrachtung Wiens[1]) führt auch zu einer Gleichung für die Form der Energiecurve, doch scheint diese Ableitung auf nicht sehr sicherer Basis zu beruhen; obgleich sie mit der von Paschen experimentell ermittelten Form der Curven übereinstimmt, wird man letztere daher vorläufig doch nur als empirische gelten lassen dürfen.

Die Wien-Paschen'sche[2]) Energiegleichung lautet:

$$E = C \cdot \lambda^{-\alpha} \cdot e^{-\frac{c}{\lambda T}}\,,$$

wobei $E$ die Strahlungsenergie für die Wellenlänge $\lambda$ bei der absoluten Temperatur $T$ bedeutet. $C$, $c$ und $\alpha$ sind drei jedem Körper eigenthümliche Constanten.

Aus dieser Gleichung folgen die drei Gesetze:

$$\int_0^\infty E d\lambda = c \cdot X^{\alpha-1}\,,$$

$$\lambda_m T = \text{const.} = \frac{c}{\alpha}\,,$$

$$E_m X^{-\alpha} = \text{const.} = C\left(\frac{\alpha}{c}\right)^\alpha \cdot e^{-\alpha}\,.$$

Sollte die Wien-Paschen'sche Energiegleichung auch für absolut schwarze Körper gültig sein — sie ist aus der Strahlung von nicht absolut

1) Wied. Ann. 58, 662. 2) Wied. Ann. 58, 445.

schwarzen Körpern abgeleitet —, so folgt in Verbindung mit dem Stefan-schen Gesetze für $\alpha$ der Werth 5, und da $c$ sich zu etwa 14000 ergeben hat, für $\lambda_m \cdot T$ der Werth 2800.

Die sehr sorgfältigen Beobachtungen von Lummer und Pringsheim bestätigen nun für einen nahe schwarzen Körper diese Betrachtungen in recht deutlicher Weise. Innerhalb der absoluten Temperaturen von 836° bis 1377° erwiesen sich die Grössen $A$ und $B$ als thatsächlich constant, und die beobachteten Werthe für das Maximum der Energie wuchsen mit der 5. Potenz der Temperatur.[1]) Auch zur Bestätigung des Wien'schen Verschiebungsgesetzes sind diese Beobachtungen geeignet, indem das Product aus der Wellenlänge und der absoluten Strahlungstemperatur thatsächlich nahe constant ist, wie die folgende Zusammenstellung zeigt:

| $T$ | $\lambda_m$ $\mu$ | $T \cdot \lambda_m$ |
|---|---|---|
| 836°.5 | 3.5 | 2928 |
| 1087 | 2.61 | 2837 |
| 1377 | 2.10 | 2892 |
| 1416 | 2.02 | 2860 |
| | Mittel | 2879 |

Zu einem wesentlich anderen Resultate gelangt man auf Grund der früheren Langley'schen Beobachtungen:

| $T$ | $\lambda_m$ $\mu$ | $T \cdot \lambda_m$ | $T \cdot \lambda_m^2$ |
|---|---|---|---|
| 451° | 4.90 | 2208 | 10828 |
| 603 | 4.05 | 2442 | 9891 |
| 798 | 3.62 | 2888 | 10515 |
| 1048 | 3.27 | 3420 | 11634 |
| | Mittel | 2740 | |

1) Vor ganz Kurzem ist die Wien'sche Formel auch in ihrer Allgemeinheit durch Beobachtungen von Paschen vollständig bestätigt worden. (Ber. d. Berlin. Akad. 1899.)

Hier ist $T \cdot \lambda_m$ keineswegs constant, sondern wächst sehr stark mit steigender Temperatur; dass das Mittel der $T \cdot \lambda_m$ einigermassen mit dem Lummer-Pringsheim'schen Werthe stimmt, dürfte wohl nur Zufall sein. Wie die letzte Columne der vorstehenden Tabelle zeigt, ist dagegen bei Langley der Ausdruck $T \cdot \lambda_m^2$ einigermassen constant, und dies befindet sich in Uebereinstimmung mit einer von Michelson[1]) aufgestellten Theorie. Letzterer nimmt an, dass ein Körper, der ein continuirliches Spectrum aussendet, Molekülschwingungen von allen Perioden und Geschwindigkeiten besitzen müsse. Die Vertheilung dieser Geschwindigkeiten erfolgt daher nach dem Maxwell'schen Gesetze, d. h. unter $N$ Molekülen müssen $V_\tau$ sein, welche eine Schwingungsdauer zwischen $\tau$ und $d\tau$ haben, wenn

$$V_\tau = \frac{256 N}{\sqrt{\pi}} \cdot \varrho \cdot (km)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{16 k m \varrho^2}{\tau^2}} \cdot \tau^{-4} d\tau$$

ist. Hierin sind $m$ und $\varrho$ Constanten, $k$ ist umgekehrt proportional der absoluten Temperatur $T$.

Es wird nun angenommen, dass die Intensität $I_\tau \, d\tau$ der Schwingungen, die eine Schwingungsdauer zwischen $\tau$ und $\tau + d\tau$ haben, proportional ist der Zahl $V_\tau$, einer Potenz der lebendigen Kraft $\left(\frac{1}{\tau^2}\right)^p$, und einer Function der Temperatur $f(\tau)$, so erhält man, wenn man statt $\tau$ die Wellenlänge $\lambda$ einführt, für $I_\lambda$ den Werth

$$I_\lambda = B T^{-\frac{3}{2}} \cdot f(T) \cdot e^{-\frac{c}{T \cdot \lambda^2}} \cdot \lambda^{-(2p+4)},$$

worin $B$ und $c$ Constanten sind und $p$ eine noch näher zu bestimmende positive Zahl ist. Hieraus ergiebt sich dann weiter, dass sich im Spectrum nur ein Maximum befinden kann, und zwar bei der Wellenlänge

$$\lambda_m = \sqrt{\frac{c}{p} + 2} \cdot \frac{1}{\sqrt{T}},$$

mithin ist $T \cdot \lambda_m^2$ eine Constante.

Auch Beobachtungen von Rubens[2]) haben zu einem ähnlichen Resultate wie die Langley'schen geführt. Er fand $\lambda \sqrt{T} = 123$ als constant, und hiernach hat Ebert[3]) für die Sonnentemperatur den Betrag von 40 000° gefunden. Da letzterer von der Ansicht ausgeht, dass das continuirliche Sonnenspectrum nicht von glühenden suspendirten Par-

---

1) Phil. Mag. (5) **25**, 25. 2) Wied. Ann. **53**, 284.
3) Astrophys. Journ. 1895.

tikeln herrührt, sondern von dem unter hohem Drucke befindlichen Wasserstoffe, also aus einer wesentlich tiefer gelegenen Schicht als die Photosphäre kommt, so hält Ebert diesen Betrag nicht für zu hoch.

Es befinden sich also hier von zwei nicht zu vereinigenden Theorien je eine Theorie und eine Beobachtungsreihe in Uebereinstimmung.

Bei der grossen Schwierigkeit der Beobachtungen wird man den neueren Beobachtungen von Lummer und Pringsheim, die mit einem nahe absolut schwarzen Körper gearbeitet haben, wohl unbedingt vor den Langley'schen den Vorzug geben müssen und damit auch der Wien'schen Theorie.

Unter Zugrundelegung der letzteren liefern die vier Beobachtungen von Lummer und Pringsheim folgende effective Sonnentemperaturen, wenn man nach Langley das Intensitätsmaximum der Sonnenstrahlung auf die Wellenlänge 0.6 $\mu$ legt:

| | |
|---|---|
| | 5016° |
| | 4783 |
| | 4819 |
| | 4858 |
| im Mittel | 4870° |

Aus den Langley'schen Zahlen würde nach dem Wien'schen Gesetz folgen

| | |
|---|---|
| | 4008° |
| | 3970 |
| | 4788 |
| | 5760 |
| im Mittel | 4630° |

Unter Anwendung des Michelson'schen Gesetzes resultirt aus den Langley'schen Beobachtungen als Sonnentemperatur ein Werth von ungefähr 30 000° und, wie oben bemerkt, aus den Rubens'schen Beobachtungen der Werth von 40 000°.

Nachdem, wie früher gezeigt worden ist, die effective Sonnentemperatur durch die directen Strahlungsbeobachtungen verhältnismässig sehr sicher ermittelt ist, scheint es mir angemessen, für den vorliegenden Fall das Problem umzukehren, um festzustellen, dass aus der Vergleichung der Strahlungsmaxima bei niederen Temperaturen und bei der Sonne das Wien'sche Gesetz eine gute Bestätigung erfährt, jedenfalls eine sehr viel bessere als das Michelson'sche, allerdings unter der Voraus-

setzung der Richtigkeit der hier festgehaltenen Erklärung von der Constitution der Photosphäre.

Anstatt die Gesammtenergie der Sonnenstrahlung zur Ableitung der Sonnentemperatur zu benutzen, kann man auch zu diesem Zwecke die Intensitätsverschiedenheiten eines mehr oder weniger eng begrenzten Wellenlängengebiets verwenden. Es lässt sich aber sehr leicht zeigen, dass hiermit nur Nachtheile verbunden sein können.

Während für die Abhängigkeit der Gesammtenergie der Strahlung von der Temperatur das sehr einfache Stefan'sche Gesetz gültig zu sein scheint, ist das entsprechende Gesetz für bestimmte Wellenlängen wahrscheinlich recht complicirter Natur, wie dies aus der Thatsache der Verschiebung des Energiemaximums mit variirender Temperatur klar hervorgeht. Dieser Umstand ist ja auch die Ursache dafür, dass das Stefan'sche Gesetz im allgemeinen für nicht schwarze Körper nicht gültig sein kann; nur für Körper, deren Absorptionsvermögen zwar kleiner als 1, aber für alle Wellenlängen constant ist, würde wieder das Stefan'sche Gesetz gelten.

Mit der Verwendung eines beschränkten Wellenlängengebietes begiebt man sich daher des Vortheils, ein theoretisch bewiesenes Strahlungsgesetz benutzen zu können, wenigstens so lange noch nicht die Kirchhoff'sche Function gefunden worden ist. Sollte, wie es den Anschein hat, das Wien'sche Verschiebungsgesetz richtig sein, so würde die Verallgemeinerung desselben für alle Wellenlängen in Verbindung mit dem Stefan'schen Gesetze wohl zur Ermittelung der Kirchhoff'schen Function führen können.

Le Chatelier[1]) scheint der einzige zu sein, der bisher einen Versuch zur Ermittelung der Sonnentemperatur unter Benutzung eines bestimmten, im Roth gelegenen Strahlengebietes gemacht hat. Schon die Methode, nach welcher er das Strahlengebiet von den übrigen ausgesondert hat, nämlich durch Einschaltung eines rothen Glases, ist nicht empfehlenswerth, worauf schon Violle[2]) aufmerksam gemacht hat. Die Grenzen des bei einem selectiv absorbirenden Medium durchgelassenen Spectralgebiets werden ja bekanntlich mit zunehmender Strahlungsintensität immer weiter aus einander gerückt.

Le Chatelier hat seine Beobachtungen in einem Temperaturintervall von 1100° angestellt und hiernach als für die von dem rothen Glase durchgelassene Strahlung gültiges, rein empirisches Strahlungsgesetz aufgestellt:

$$I = 10^{6 \cdot 7} \cdot T^{-\frac{3210}{T}}.$$

1) Compt. Rend. **114**, 737. 2) Compt. Rend. **114**, 734.

Einer Variation der Temperatur von 680° bis 1775° entsprach hierbei eine solche der Strahlungsintensität von 0.00038 bis 31. Für die Sonnenstrahlung fand Le Chatelier den Betrag von 125 000, nach Berücksichtigung der Absorption in der Erdatmosphäre, und hieraus berechnet sich die effective Sonnentemperatur zu 7600°.

Die vorzügliche Uebereinstimmung dieses Werthes mit dem nach der directen Methode ermittelten muss leider als eine mehr zufällige bezeichnet werden.

---

Ausser den auf S. 43 ff. besprochenen Untersuchungen liegen noch andere Beobachtungen über Ungleichheiten der Strahlung auf der Sonnenscheibe vor. So will Gruithuisen[1]) Jahre lang beobachtet haben, dass die Sonne nicht gleichförmig hell sei, sondern phasenartige Aufhellungen oder Verdunkelungen zeige. Besonders seien die Polargegenden fast stets heller als die Aequatorealtheile. Dabei hat Gruithuisen die regelmässige Lichtabnahme nach dem Rande zu häufig nicht wahrnehmen können. Wenn man diese Beobachtungen nicht gänzlich als blosse Phantastereien der gewohnten Gruithuisen'schen Art auffassen will, könnte man vielleicht an Ocularreflexe als ihre Ursache denken.

Bedeutend mehr wissenschaftlichen Charakter tragen die Untersuchungen von Nervander[2]), Carlini[3]) und besonders DArrest[4]) über eine etwaige unregelmässige Vertheilung der Sonnenwärme in den ververschiedenen Längengraden, bei der angenommen wurde, dass eine solche sich in Verbindung mit der geocentrischen Rotationsdauer der Sonne in der täglichen Mittagstemperatur äussern müsse. Nervander und Carlini legten als Rotationsdauer 27.26 Tage zu Grunde. Hiermit leitete Nervander aus den Innsbrucker Mittagstemperaturen der Jahre 1777—1828 einen Unterschied von 0°600 zwischen den Maximal- und den Minimaltemperaturen ab, und aus den Pariser Beobachtungen der Jahre 1816—1839 0°604. Carlini untersuchte die Mailänder Mittagstemperaturen aus den Jahren 1835—1844 und fand als Unterschied 0°712. Nervander giebt übrigens an, dass Andeutungen von doppelten Maximis und Minimis während einer Rotationsperiode vorlägen. D'Arrest benutzte die Königsberger Temperaturbeobachtungen der Jahre 1827—1838 und stellte dieselben durch die Form dar: $+8°621+0°3487 \sin(283°37'+m)$,

---

1) Astr. Jahrbuch (Gruithuisen) 1846, 115.
2) Bull. St. Pétersbourg **3**, Nr. 49.
3) Giornale del Istituto Lombardo **6**, 448.
4) Astr. Nachr. **37**, 263.

wo $m = 27.26$ Tagen angenommen war. Die Differenz zwischen Maximum und Minimum betrug in guter Uebereinstimmung mit Nervander und Carlini 0°.697. Die Berliner Beobachtungen der gleichen Jahre benutzte D'Arrest zur Ableitung einer Formel, welche zwei Maxima und Minima enthält, nämlich:

$$10^\circ.1407 + 0^\circ.3724 \sin(16^\circ 59' + m) - 0^\circ.3615 \sin(33^\circ 57' + 2m);$$

hierin steigen die grössten Differenzen also auf mehr als das Doppelte des ersten Werthes.

Es ist eine bekannte Erscheinung, dass man leicht in längeren Beobachtungsreihen, z. B. solchen meteorologischer Natur, fast beliebige Perioden finden kann, besonders wenn der Nullpunkt derselben ebenfalls beliebig liegen kann, die natürlich keinen reellen Werth besitzen. Am bedenklichsten aber ist bei derartigen Untersuchungen die Frage der Rotationsdauer der Sonne, da bekannt ist, dass von einer bestimmten Rotationsdauer der Sonne überhaupt nicht die Rede sein kann.

## Veränderungen der Sonnentemperatur.

Ich komme nun zur Behandlung der wichtigen Frage, ob die Temperatur der Sonne merklichen säcularen oder periodischen Veränderungen unterworfen ist.

### 1. Die säculare Abnahme der Sonnenwärme.

Zunächst drängt sich sofort die Gewissheit auf, dass durch die Ausstrahlung die Wärmemenge der Sonne ständig abnehmen muss — falls dieselbe nicht wieder von aussen her ersetzt wird —, und dass damit auch eine Abnahme der Temperatur zu erwarten ist.

Aus den in den vorhergehenden Betrachtungen gewonnenen Zahlen lässt sich leicht berechnen, welchen Verlust an Kraft die Sonne jährlich infolge ihrer Ausstrahlung in den Raum hinein erleidet.

Als wahrscheinlichsten Werth für die Solarconstante hatten wir den Betrag von 4.0 Gr.-Calorien erhalten, d. h. die Sonne strahlt auf jedes Quadratcentimeter während einer Minute in der mittleren Entfernung von 149 480 976 Kilometer (Parallaxe = 8".80) 4.0 Grammcalorien aus. — Es ist diese Zahl zu nehmen und nicht die wegen der Absorption der Sonnenatmosphäre corrigirte, da ja der absorbirte Betrag der Sonne wieder zu Gute kommt. — Der Gesammtverlust der Wärme durch die Ausstrahlung in der Minute ist also gleich dieser Zahl, multiplicirt mit der Anzahl der Quadratcentimeter einer Kugeloberfläche mit dem Radius

der mittleren Erdentfernung. Für das Jahr als Einheit erhält man hierfür den Betrag von $58 \times 10^{31}$ Gr.-Cal.

Wenn die specifische Wärme der Sonne bekannt wäre, so würde man hiermit die jährliche Temperaturabnahme bestimmen können. Man wird wohl keinen grossen Fehler begehen, wenn man die specifische Wärme der Sonne gleich derjenigen des Wassers = 1 setzt, da der Wasserstoff, der jedenfalls einen wesentlichen Bestandtheil der Sonnenmaterie ausmacht, eine höhere specifische Wärme (3.41) besitzt, die meisten anderen Metalldämpfe dagegen eine beträchtlich kleinere.

Substituirt man daher für die Sonne eine Wasserkugel von gleicher Masse, wobei die Dichtigkeit der Sonne zu 1.4 angenommen ist, so enthält diese Kugel $19 \times 10^{31}$ g Wasser; die jährliche Temperaturabnahme wird dann $\frac{58 \times 10^{31}}{19 \times 10^{31}} = 3^\circ\!.0$ betragen und für die zur Zeit als wahrscheinlichste ermittelte effective Temperatur der Photosphäre von 7000° gelten.

Es ist nun nicht bekannt, nach welchem Gesetze die Temperatur eines Gasballes von der Beschaffenheit der Sonne durch Ausstrahlung abnimmt. Die vollständige Abkühlung auf die Temperatur des Weltalls erfolgt natürlich erst in unendlich langer Zeit. Bei der Ungewissheit über diese Verhältnisse empfiehlt es sich stets, möglichst einfache Annahmen zu machen, und so soll vorausgesetzt werden, dass die Temperaturabnahme nach einer geometrischen Progression erfolge. Berechnet man dann z. B., wieviel Zeit erforderlich ist, um die Sonnentemperatur von dem doppelten ihres Betrages auf die jetzige Temperatur von 7000° zu erniedrigen, so erhält man hierfür den Betrag von rund 1500 Jahren. Die Intensität der Strahlung wird alsdann nach dem Stefan'schen Gesetze auf $^1/_{16}$ ihres Betrages herabgesetzt, und es bedarf eigentlich gar keiner Frage, dass ein so enormer Unterschied auf das deutlichste in die Erscheinung treten müsste. Es ist aber immerhin interessant, die Rechnung möglichst strenge durchzuführen. Während man früher ziemlich allgemein annahm, dass die Wirkung der inneren Erdwärme auf das Klima verschwindend klein sei, dass letzteres allein durch die solaren Einflüsse bedingt werde, ist man in neuerer Zeit hiervon abgekommen. Nach den Untersuchungen von Zenker[1]) ergiebt sich, dass nach verschiedenen Methoden in guter Uebereinstimmung die Temperatur der Erdoberfläche ohne Sonnenstrahlung —73° beträgt. Da nun nach Hann[2]) die mittlere Temperatur der Erde 15° beträgt, so würde der Effect der Sonnenstrahlung auf die mittlere Temperatur der Erde 88°

---

1) Thermischer Aufbau der Klimate. Halle (Leipzig) 1895.
2) Hann, Klimatologie. Stuttgart 1897.

betragen. Es müsste demnach vor etwa 1500 Jahren der Effect der Sonnenstrahlung auf die Erde $16 \times 88^{\circ}$, d. h. $1400^{\circ}$, betragen haben. Davon aber kann natürlich gar keine Rede sein. Es unterliegt allerdings keinem Zweifel, dass vor vielen Jahrtausenden die Erdtemperatur beträchtlich höher war als jetzt, theils infolge der höheren Eigentemperatur der Erde, theils auch wegen der früher höheren Temperatur der Sonne, die nach Analogie der Fixsternentwickelung einstens dem ersten Spectraltypus angehört hat. Geht man aber auf Zeiten zurück, die nur um etwa 5000 bis 6000 Jahre von uns getrennt sind, so kommt man eher zu dem Resultate, dass, für Europa wenigstens, die mittlere Temperatur jetzt höher liegt als damals, wo sich Europa etwa im Zustande seiner dritten Eiszeit befand. Gerade die verschiedenen Eiszeiten lehren, dass in den letzten Jahrtausenden von einer säcularen wesentlichen Abnahme der mittleren Erdtemperatur keine Rede sein kann, sondern nur von starken periodischen Schwankungen, vielleicht localer mittlerer Temperaturen, auf die weiter unten zurückgegangen werden soll.

Wir wollen zugeben, dass die Daten, welche zur Ableitung der jährlichen Temperaturabnahme der Sonne geführt haben, recht unsicher sind, besonders das Gesetz, nach welchem die Temperaturabnahme mit der Abkühlung zusammenhängt. Aber selbst wenn die gefundene Zahl um das Hundertfache ihres Betrags zu gross wäre, was denn doch wohl ganz ausgeschlossen ist, so müsste vor 1500 Jahren die mittlere Temperatur der Erdoberfläche um $14^{\circ}$ höher gewesen sein, als jetzt, und auch das liegt ausserhalb jeder Möglichkeit.

Es ist also klar, dass zur Zeit wenigstens noch eine Kraft wirksam sein muss, welche die durch die Ausstrahlung bedingte Erniedrigung der Temperatur ganz oder zu ihrem grössten Theile ausgleicht. Man kann sich diese Ausgleichung auf zweierlei Art denken: entweder wird auf irgend eine Weise der Sonne Energie von aussen zugeführt, so dass weder ein Temperaturabfall noch auch ein Energieverlust eintritt, oder es findet infolge innerer Processe wohl eine Erhaltung der Temperatur statt, nicht aber eine solche der Energie, d. h. der Ausgleichungsvorgang ist nur ein zeitlich beschränkter, der nach einer gewissen Zeit unter allen Umständen aufhören muss, während im ersteren Falle der äussere Energiezufluss wegen der Unendlichkeit des Weltalls von unbeschränkter Dauer sein könnte.

Zuerst soll hier die Energiezufuhr von aussen her betrachtet werden. Hierbei könnte man in erster Linie an die Bestrahlung der Sonne durch die anderen Fixsterne denken, von denen ja jeder einen ähnlichen Energieverlust durch Strahlung erleidet wie die Sonne. Die Strahlung der Fixsterne, selbst der allerhellsten, ist zwar so gering, dass ihr Nachweis

durch die empfindlichsten Apparate bisher kaum gelungen ist; doch ist der Gesammtbetrag derselben, der von einer Kugel, wie sie die Sonne darbietet, aufgefangen wird, immerhin nicht unbeträchtlich. Da die Erde aber der gleichen Strahlung ausgesetzt ist und die letztere sogar der geringen Ausstrahlung der bereits stark abgekühlten Erde gegenüber nicht merklich erscheint, so kann natürlich von einem wesentlichen Ersatze der Sonnenausstrahlung auf diesem Wege nicht die Rede sein.

Eine zweite Art der Zufuhr von Energie, gleichzeitig mit einer Vermehrung der Masse der Sonne verbunden, ist durch den Zusammenstoss der Sonne mit meteorischen Massen denkbar. Wegen der meist sehr grossen Geschwindigkeiten dieser Massen ist trotz der Kleinheit der letzteren die lebendige Kraft und damit die umgesetzte Wärmemenge eine sehr bedeutende. Man hat dieser Art der Energiezufuhr grosse Bedeutung beigelegt und ihren Effect berechnet, indem man die Zahl der auf die Sonne stossenden Meteore nach den entsprechenden Zahlen für die Erde berechnete. Dieses Verfahren ist nun meiner Ansicht nach völlig unberechtigt, da es die Voraussetzung involvirt, dass der Weltraum ebenso dicht mit meteorischer Materie erfüllt sei, wie unser Sonnensystem, was ohne Zweifel durchaus unrichtig ist. Von den kleinen Körperchen, welche im Weltall zerstreut, in den Anziehungsbereich der Sonne gerathen sind, ist natürlich nur ein verschwindend kleiner Theil wirklich auf die Sonne gestürzt; ein weit überwiegender Theil ist von der Sonne in geschlossene Bahnen gezwängt worden, und infolge dessen hat sich um die Sonne im Laufe der ausserordentlich grossen Zeiträume, die hierbei zur Verfügung stehen, eine Hülle von meteorischen Partikeln gebildet, die ganz unübersehbar viel dichter sein muss, als der Weltraum. Für unsere Erde kommt allerdings diese Dichte in Frage, für die Sonne dagegen nur diejenige des Weltraums. Hierbei ist noch ganz ausser Acht gelassen, dass vielleicht ein grosser Theil der Meteore nicht aus dem Weltraume stammt, sondern ursprünglich dem Sonnensystem angehört.

Es lässt sich nun berechnen, welche Masse erforderlich ist, um durch ihren Zusammenstoss mit der Sonne den Strahlungsverlust zu decken. Gelangt ein Körper mit der Anfangsgeschwindigkeit 0 in den Anziehungsbereich der Sonne, so wird er beim Auftreffen auf die Sonnenoberfläche eine Geschwindigkeit von 607 Kilometer in der Secunde erlangen, wobei die Beschleunigung an der Sonnenoberfläche zu 266.6 Meter genommen ist. Die Umsetzung seiner lebendigen Kraft in Wärme erfolgt nach $\frac{mv^2}{8.338}$ Gr.-Cal., und um den jährlichen Wärmeverlust der Sonne von $58 \times 10^{31}$ Cal. zu decken, wäre eine jährlich auf die Sonne stürzende Masse von $13 \times 10^{18}$ Kilogramm erforderlich, die, wenn

man den meteorischen Massen das specifische Gewicht des Eisens zuschreibt, einen Rauminhalt von $1.6 \times 10^{15}$ Cubikmeter einnehmen würde, entsprechend einer Kugel von 48 Kilometer Radius. Es ist eigentlich mehr Sache des Gefühls als der wissenschaftlichen Ueberlegung, ob man die Wahrscheinlichkeit einer derartigen enormen Massenzuführung für die Sonne zulassen will oder nicht. Zu einem Widerspruche mit den bisherigen Beobachtungsergebnissen führt diese Annahme nicht, da die obige jährliche Massenvermehrung nur $\frac{1}{10\,000\,000\,000}$ der Sonnenmasse gleichkommt, sich also in den planetarischen Bewegungen für unsere Beobachtungen noch nicht documentiren kann. Ich habe aber schon aus einander gesetzt, dass die meteorische Dichtigkeit für die Sonne viel geringer sein wird als für die Erde, und danach kann man sich wohl unbedenklich den Folgerungen Youngs[1]) anschliessen, der hierüber sagt: »Wenn nämlich wirklich die meteorischen Massen in so bedeutender Menge gegenwärtig wären, so müssten solche Massen viel häufiger auf die Erde niederfallen als dies thatsächlich der Fall ist. Ja die Erde müsste von einer solchen Menge getroffen werden, dass die Temperatur derselben bis über den Siedepunkt des Wassers gesteigert werden müsste.«

Anfangs der achtziger Jahre erschien eine Theorie von William Siemens, nach welcher die Sonnenenergie überhaupt nicht in den Raum ausgestrahlt, sondern zum grössten Theile der Sonne wieder zugeführt wird. Diese Theorie hat damals grosses Aufsehen erregt und soll deshalb auch hier ausführlicher besprochen werden.

Es ist wohl der Gedanke, dass nur $\frac{1}{225\,000\,000}$ der strahlenden Sonnenenergie den Planeten zu Gute kommt, und dass alles Uebrige für unser System verloren ist, der den Anstoss zu dieser Theorie gegeben hat.

Siemens nimmt an, dass der Weltraum mit ausserordentlich verdünnten Gasen, wie Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Kohlenverbindungen, und festen Theilchen kosmischen Staubes erfüllt ist. Jeder einzelne Himmelskörper zieht diese Gase an und bildet infolge dessen eine Atmosphäre um sich, die an der Oberfläche der Körper hauptsächlich die schweren Gase enthält. Auch das ganze Sonnensystem als solches hat sich mit einer derartigen Atmosphäre umgeben, deren Dichtigkeit zwischen der der Planetenhüllen und der des Weltalls die Mitte hält. Die Verdünnung derselben ist so hoch anzunehmen, dass ein merklicher Einfluss auf die Bewegung der Planeten nicht stattfindet.

1) Young, Die Sonne.

Die Rotation der Sonne wirkt nun durch Reibung in dieser Hülle wie ein Fächer. Die Gase werden an den Polen angesaugt, zum Aequator geführt und dort wieder ausgestossen. Bei der Annäherung an die Sonne wird die zuerst im Zustande äusserster Verdünnung befindliche Masse allmählich verdichtet und dadurch erwärmt; bei der Berührung mit der Photosphäre kommt sie zur Verbrennung und entwickelt daher eine starke Wärmemenge, welche zur Erhaltung der Sonnenenergie dient. Die Verbrennungsproducte werden vom Aequator aus wieder in den Weltraum geschickt. Der wichtigste Punkt der Siemens'schen Theorie ist nun der, dass diese Verbrennungsproducte durch die Sonnenstrahlung wiederum regenerirt werden, hierbei also die strahlende Energie aufgezehrt wird, so dass sie nicht ins Unendliche ausstrahlen kann. Die Berechtigung zu einer solchen Annahme zieht Siemens aus Versuchen von Tyndall, nach denen strahlende Wärme durch Wasserdampf und andere Verbindungen sehr stark absorbirt wird, wobei die strahlende Energie einer intensiven Wärmequelle ein höheres Dissociationsvermögen besitzt, als der direct messbaren Temperatur der Gase entspricht. Sehr beweisend ist nach Siemens der folgende Versuch: Eine mit Wasserdampf gefüllte Glasröhre wurde an einem Ende auf —32° abgekühlt, entsprechend einem Dampfdrucke von $^1/_{1800}$ Atmosphäre. Eine elektrische Entladung ging alsdann nicht durch die Röhre hindurch, wohl aber geschah dies, nachdem das freie Ende der Röhre einige Stunden der Sonnenstrahlung ausgesetzt worden war, wobei die Entladung auf das Vorhandensein von Wasserstoff hinzuweisen schien.

Es hat sich an die Siemens'sche Theorie eine sehr umfangreiche Polemik geknüpft, und es sind eine grosse Zahl von Einwürfen gegen dieselbe erhoben worden, die übrigens, wie nicht geleugnet werden kann, theilweise von Siemens erfolgreich zurückgewiesen sind. Besonders ein Einwurf, der zuerst von Hirn erhoben worden ist, dürfte aber geeignet sein, das Fehlerhafte der Siemens'schen Theorie klar zu stellen. Die Temperatur an der Sonnenoberfläche ist eine so hohe, dass daselbst chemische Verbindungen nicht existiren können. Die geforderte Verbrennung der von den Polen zuströmenden Gase muss also schon in beträchtlicher Entfernung von der Oberfläche erfolgen, und bei weiterer Annäherung wird wieder Dissociation stattfinden, so dass also ein Gewinn an Wärme nicht entsteht. Schliesslich kann man sich auch nicht recht vorstellen, wie überhaupt bei der nothwendigen ausserordentlichen Dünne der kosmischen Gase dieselben eine solche Energiemenge herbeiführen können, oder mit anderen Worten, wie es möglich ist, dass ein Energiestrom von nahe der gleichen Stärke wie der als Strahlung

von der Sonne ausgehende ständig der Sonne zufliesst, ohne sich irgendwie unseren Sinnen direct oder indirect zu offenbaren.

Jedenfalls bedarf es noch einer sehr sorgfältigen mathematischen Begründung, ehe man die Siemens'sche Hypothese auch nur als Erklärung für einen sehr geringen Ersatz der Sonnenenergie zulassen kann.

Man wird mithin zu der wohl unumstösslichen Thatsache geführt, dass die Sonnenenergie thatsächlich in den Raum hinein ausgestrahlt wird, und dass sie auch von aussen her keinen merklichen Ersatz findet. Dagegen muss aber zur Zeit die Sonnentemperatur auf nahe gleicher Höhe gehalten werden, und hierfür hat v. Helmholtz eine Theorie aufgestellt, welche gleichzeitig auch Aufschluss darüber giebt, wie unter Annahme der Kant-Laplace'schen Weltbildungstheorie überhaupt die hohe Temperatur der Sonne zu erklären ist. Dieselbe entsteht hiernach durch den Fall der sich verdichtenden Sonnenmaterie nach ihrem Centrum hin, und zwar ist die dadurch erzeugte Wärmemenge unabhängig von der Zeit, welche zur Verdichtung gebraucht wird. Die Gesammtmenge der auf diese Weise bisher frei gewordenen Wärme lässt sich am einfachsten berechnen unter der Annahme, dass die Sonnenmaterie von unendlicher Ausdehnung und unendlich geringer Dichte gewesen sei. Das Mass der Arbeit, welches dann durch die Verdichtung geleistet wird, ist das Potential der verdichteten Massen auf sich selbst. Folgende Bezeichnungen seien eingeführt. $R$ sei der Radius einer Kugel von gleichmässiger Dichtigkeit und der Masse $M$; $r$ und $m$ seien Radius und Masse der Erde, $g$ die Beschleunigung an der Erdoberfläche. Dann hat das Potential $V$ auf sich selbst den Werth

$$V = \frac{3}{5} \cdot \frac{r^2 M^2}{Rm} \cdot g .$$

Man müsste streng genommen nicht bloss für die Sonne, sondern auch für die Planeten diese Potentiale berechnen, da sich dieselben aber verhalten wie $\frac{M^2}{R}$, so verschwinden sie vollständig gegen das der Sonne.

Um die Temperatur einer Masse $M$ von der specifischen Wärmecapacität $\sigma$ um $t$ Grad zu erhöhen, braucht man eine Wärmemenge gleich $M \cdot \sigma \cdot t$, oder, wenn $Ag$ das mechanische Wärmeäquivalent ist, der Arbeit $Ag M \sigma t$, welche gleich $V$ zu setzen ist. Daher folgt:

$$t = \frac{3}{5} \cdot \frac{r^2 M}{A \cdot R \cdot m \cdot \sigma} .$$

Wird hierbei wie früher $\sigma = 1$ gesetzt, so ergiebt sich $t = 28\,611\,000^0$, und dies würde unter den gemachten Voraussetzungen die Sonnen-

temperatur sein, wenn die Verdichtung plötzlich vor sich gegangen wäre, oder bei langsamer Entwickelung, wenn keine Ausstrahlung stattgefunden hätte.

Die Annahme, dass die Sonnenmaterie sich aus dem Unendlichen verdichtet habe, ist nun nicht richtig; indessen hat v. Helmholtz gezeigt, dass der hierdurch begangene Fehler nur sehr gering ist. Beginnt die Zusammenziehung vom Radius $R_0$ und erstreckt sich bis zum Radius $R_1$, so ist die dadurch bedingte Temperatursteigerung

$$\vartheta = \frac{3}{5} \cdot \frac{r^2 M}{A \cdot m \cdot \sigma} \left\{ \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_0} \right\}$$

oder

$$= \frac{3}{5} \cdot \frac{r^2 M}{A R_1 m \sigma} \left\{ 1 - \frac{R_1}{R_0} \right\}.$$

Macht man dann die jedenfalls zu kleine Annahme, dass die Sonnenmasse sich ursprünglich nur bis zur Neptunsbahn, also $\frac{R_1}{R_0} = \frac{1}{6000}$, erstreckt habe, so verkleinert sich $t$ ebenfalls nur um $\frac{1}{6000}$. Der wahre Werth ist zweifellos zwischen diesen Grenzen eingeschlossen. Die Voraussetzung, dass die Sonne eine Kugel von gleichmässiger Dichtigkeit sei, ist nun ebenfalls unrichtig; weil aber das Gesetz der Dichtigkeitszunahme nach dem Centrum hin gänzlich unbekannt ist, kann eine andere Berechnung nicht durchgeführt werden. Es ist jedoch zu bemerken, dass die Voraussetzung gleichmässiger Dichtigkeit den kleinsten Werth für das Potential und damit für $t$ liefert, dass also für die vorliegende Betrachtung der ungünstigste Fall benutzt ist.

Bei der Verdichtung des ursprünglichen Nebels ist übrigens nicht alle mechanische Kraft in Wärme umgesetzt worden, sondern ein Theil derselben ist noch heute als solche vorhanden und zwar in der Form der Rotation der Sonne und der Planeten um ihre Axen und der Bahnbewegungen der Planeten um die Sonne. Diese Kraft rührt her von der ursprünglichen Rotationsbewegung des Sonnennebels oder von dem ursprünglichen Stoss, den derselbe einstens erhalten haben soll. Wie v. Helmholtz gezeigt hat, ist die lebendige Kraft der Rotationsbewegungen verschwindend klein, die der Bahnbewegungen dagegen wesentlich grösser. Für einen Planeten von der Masse $\mu$ und der Entfernung $\varrho$ von der Sonne ist die lebendige Kraft der Umlaufsbewegung und die Arbeitsgrösse der Anziehung der Sonne gleich:

$$L = \frac{g r^2 M \mu}{m} \left\{ \frac{1}{R} - \frac{1}{2\varrho} \right\}.$$

Unter Vernachlässigung des sehr kleinen $\frac{1}{2\varrho}$ erhält man

$$\frac{L}{V} = \frac{5}{3} \cdot \frac{\mu}{M}.$$

Da nun die Masse aller Planeten $\frac{1}{738}$ $M$ ist, so ist für das ganze System $L = \frac{1}{453}$ $V$, also ein relativ zwar kleiner, absolut genommen aber doch recht gewaltiger Betrag.

Es ist nun der Frage näher zu treten, ob die zur Erhaltung der Sonnentemperatur nothwendige Zusammenziehung der Sonne direct durch Beobachtung nachweisbar ist. Wieder unter Voraussetzung gleicher Dichtigkeit berechnet v. Helmholtz aus der Formel für $\vartheta$, dass eine Zusammenziehung der Sonne um $\frac{1}{10000}$ ihres Durchmessers, das ist rund um 0″.2, eine Arbeit erzeugt, die äquivalent 2861° ist (Sonne als Wasserkugel). Bei dem jährlichen Verluste von 3°.0 würde diese Wärmemenge zum Ersatze für etwa 6000 Jahre ausreichen. Da man aber, wie im Anhange gezeigt werden soll, vorläufig kaum in der Lage ist, den Sonnendurchmesser auf 1″ genau zu bestimmen, so ist, falls nicht eine ganz wesentliche Vermehrung der Messungsgenauigkeit erreicht wird, in 6000 Jahren die nach der v. Helmholtz'schen Theorie erforderliche Verminderung des Durchmessers noch nicht zu constatiren.

Die Betrachtungen auf S. 65 ff. beziehen sich nur auf historische Zeiträume; anders gestaltet sich die Sache, wenn man geologische Epochen in Frage zieht.

Nach dem fast ganz allgemein angenommenen Entwickelungsgange der Fixsterne, wie er durch die H. C. Vogel'sche Spectraleintheilung gegeben ist, muss vor vielen Millionen von Jahren die Sonne der 1. Spectralclasse angehört haben, und die Temperatur ihrer Photosphäre muss damals eine höhere gewesen sein. Wahrscheinlich ist damals auch der Durchmesser der Sonne und damit die strahlende Fläche grösser gewesen, so dass die Bestrahlung der Erde eine stärkere war als jetzt. Es ist das Verdienst von E. Dubois[1]), zuerst darauf hingewiesen zu haben, dass die Entwickelungsgeschichte der Erde nicht allein von ihren eigenen Temperaturverhältnissen abhängig gewesen sein dürfte, sondern

---

1) De Klimaten der Voorweld en de geschiedeniss der zon. Batavia 1891.

auch von denen der Sonne. Dubois hat gezeigt, dass auch die relative Dauer der heisseren Zeiten gegenüber den späteren kühleren sich mit der relativen Dauer des Verweilens eines Sterns innerhalb der einzelnen Spectralclassen auf Grund des von mir auf Seite 326 meiner »Spectralanalyse der Gestirne« gegebenen Gedankenganges, nach welchem diese Dauer ungefähr dem Procentsatze der jetzt jeder einzelnen Classe angehörenden Sterne proportional gesetzt werden kann, in Zusammenhang bringen lässt. — Uebrigens hat fast zu gleicher Zeit und gänzlich unabhängig hiervon Dubois in seiner erwähnten Schrift den gleichen Gedanken ausgesprochen und darnach auch das Verhältniss zwischen der jetzigen und der früheren Strahlungsintensität der Sonne abgeschätzt.

## 2. Periodische Aenderungen der Sonnentemperatur.

Als kürzeste Periode von Schwankungen der Sonnentemperatur, die nicht mit der Rotationsdauer zusammenhängen, kann nur die elfjährige Periode der Sonnenflecken in Frage kommen, deren recht regelmässiger Verlauf durch ausserordentlich zahlreiche Beobachtungen festgelegt ist.

Die Photosphäre sendet an der Stelle eines Sonnenflecks eine geringere optische Strahlung aus, als an den anderen Stellen. Es ist nun gleichgültig, woher diese Verminderung rührt, ob sie bedingt ist durch eine Absorption oder durch Verminderung der strahlenden Partikel der Photosphäre infolge von Temperaturerhöhung; jedenfalls muss in einem Sonnenfleck auch die Wärmeausstrahlung eher geringer als grösser sein, gegenüber derjenigen der Photosphäre. Damit stimmen im allgemeinen auch die Beobachtungen überein, und es erscheint daher am wahrscheinlichsten, dass bei Vorhandensein von Flecken auf der uns zugewandten Seite die Sonnenstrahlung (Wärmestrahlung) geringer ist, als zu anderen Zeiten.

Ob dies wirklich der Fall ist, lässt sich theoretisch nicht übersehen, da alle möglichen Complicationen hinzukommen können. Gewöhnlich pflegt die Umgebung eines Flecks oder eine Fleckengruppe viel dichter mit Fackeln besetzt zu sein, als andere Stellen der Photosphäre, und die von diesen Gebilden ausgehende, zweifellos stärkere Strahlung kann möglicherweise den Defect von den Flecken ersetzen oder sogar übercompensiren. Ferner ist zu bedenken, dass die Flecke doch nur Aeusserungen eines inneren Vorgangs von wechselnder Stärke sind, der ausser diesen sichtbaren Folgen noch andere, weniger auffallende nach sich ziehen kann. Es ist durchaus nicht undenkbar, dass zu den Zeiten starker Fleckenbildung die mittlere Temperatur der ganzen Photosphäre höher oder niedriger ist als zu den fleckenarmen Zeiten und

zwar in einem Betrage, der weitaus die directe Einwirkung der Flecken auf die Strahlung übertreffen könnte. Es lässt sich also a priori nicht übersehen, ob überhaupt eine Abhängigkeit der Sonnenstrahlung vom Fleckenstande existirt, und in welchem Sinne.

Macht man die einfachste Annahme, dass die Temperatur der Photosphäre keine Aenderung erführe, und dass die Wärmestrahlung von den Flecken nur die Hälfte der der Umgebung betrage, so würde beim Vorhandensein der grössten Flecken, die bisher beobachtet sind, und deren Areal etwa $^1/_{40}$ der Sonnenscheibe bedeckt, eine Abnahme der Strahlung um $^1/_{80}$ stattfinden und damit — allerdings nur bei längerem Andauern dieses Zustandes — eine Abnahme der mittleren Temperatur der Erde um etwa 1°, ein Betrag, der ungefähr an der Grenze der Nachweisbarkeit liegt.

Die der Beobachtung zugänglichen meteorologischen Zustände sind nun im allgemeinen äusserst complicirter Natur, so dass es gar nicht ohne Weiteres als nothwendig erscheint, dass sich eine periodische Aenderung der Strahlung auch in einer entsprechenden periodischen Schwankung der meteorologischen Elemente deutlich äussert.

Sie braucht sich z. B. durchaus nicht in der mittleren Temperatur eines einzelnen Ortes zu documentiren, während siedies vielleicht im Barometerstande thun würde, oder in der Regenmenge etc. Andrerseits lässt es sich nicht verkennen, dass die Folgen der sämmtlichen meteorologischen Vorgänge auf den Pflanzenwuchs z. B. in indirecter Weise vielleicht besser den Einfluss des Wechsels der Sonnenstrahlung erkennen lassen als noch so vollkommene, aber stets einseitige meteorologische Beobachtungen. Im ersteren Falle findet eine Integration aller Momente statt, im anderen aber nur eine solche von wenigen ausgewählten Momenten. Man soll daher auch derartige Versuche nicht ohne Weiteres als unwissenschaftlich bei Seite legen, wenngleich Herschel entschieden viel zu weit gegangen ist, als er die Kornpreise als Untersuchungsobjecte vornahm; derartige Dinge hängen eben nicht allein von meteorologischen Vorgängen ab, sondern in wohl viel stärkerem Masse von politischen und socialen Bedingungen.

Die Untersuchungen über den Zusammenhang speciell der 11jährigen Periode der Sonnenfleckenhäufigkeit mit meteorologischen Vorgängen sind ganz ausserordentlich zahlreich. Indessen kann bei dem gänzlichen Mangel einer Theorie über den Zusammenhang zwischen dem Fleckenstande der Sonne und der Wärmestrahlung derselben eine Untersuchung über diesen Gegenstand unter Zugrundelegung meteorologischer Daten nur eine rein statistische sein. Aus der täglichen Zählung der Sonnenflecken ergiebt sich der Verlauf der 11jährigen Periode, eventuell auch

einer darüber gelagerten grösseren; die Zeiten der Fleckenmaxima und -Minima können festgelegt werden, ebenso die relativen Intensitäten derselben. Mit diesen Curven hat man die über den gleichen Zeitraum ausgedehnten meteorologischen Beobachtungsreihen oder -Curven zu vergleichen und nachzusehen, ob dieselben einen ähnlichen Verlauf zeigen; es kommt dann darauf an, zahlenmässig zu entscheiden, ob diese Aehnlichkeit reell oder nur durch Zufall entstanden ist. Das ist der schwierigste Punkt des ganzen Problems, besonders wenn, wie nicht anders zu erwarten ist, der Einfluss der wechselnden Strahlung auf die meteorologischen Daten nur gering ist, gegenüber den durch andere Ursachen bedingten Schwankungen derselben. Hier ist der Willkürlichkeit ein weiter Spielraum gegeben, und es können leicht zwei Bearbeiter des gleichen Materials zu entgegengesetzten Resultaten gelangen.

Aus dem allem ist es durchaus verständlich, dass die sämmtlichen bisherigen Untersuchungen über den Zusammenhang der Sonnenfleckenperiode mit meteorologischen Daten zu keinem bestimmten Resultate geführt haben.

Wegen dieses Mangels an Erfolg und gleichzeitig wegen des ausserordentlichen Umfangs derartiger Untersuchungen habe ich von einer Darstellung derselben an dieser Stelle abgesehen; der Umfang einer solchen würde denjenigen dieses ganzen Buches überschreiten. Ausserdem besitzt die astronomische Litteratur bereits zwei einschlägige, sehr sorgfältige und in ihrer Art erschöpfende Monographien, auf welche ich hier verweisen möchte:

Hahn, Ueber die Beziehungen der Sonnenflecken zu meteorologischen Erscheinungen, 1877, und Fritz, Die Beziehungen der Sonnenflecken zu den magnetischen und meteorologischen Erscheinungen der Erde, 1878.

Ein Zusammenhang zwischen der Sonnenfleckenhäufigkeit und den magnetischen Erscheinungen, speciell auch mit der Häufigkeit der Nordlichter, scheint mit grosser Wahrscheinlichkeit vorhanden zu sein; derselbe würde aber nicht auf die Wärmestrahlung der Sonne zurückgeführt werden dürfen, sondern auf elektrische Strahlungen, und kann daher erst in dem letzten Abschnitte kurz erwähnt werden.

Ich möchte noch besonders darauf hinweisen, dass, selbst wenn die 11jährige Periode der Sonnenthätigkeit mit einer relativ starken Variation der Strahlung verbunden sein sollte, es doch durchaus nicht auffallend ist, dass dieselbe bisher nicht erkannt worden ist. Wie oben gezeigt wurde, bleibt die Bestimmung der Solarconstante selbst im Schlussresultate noch um etwa 10⁰/₀ unsicher; es kann also gar keine Rede davon sein, periodische Aenderungen selbst von diesem Betrage durch directe Messungen zu ermitteln. Die Integration in den meteorologischen

oder biologischen Erscheinungen lässt, wie schon bemerkt, günstigere Chancen erhoffen; es scheint aber so, als ob die Periode noch viel zu kurz wäre, um eine merkliche Summation aufkommen zu lassen.

Es würde daher von etwaigen wesentlich längeren Perioden der Sonnenthätigkeit ein deutlicherer Einfluss auf irdische Erscheinungen zu erwarten sein; zunächst sind aber derartige Perioden nicht bekannt. Die Existenz der etwa 50jährigen Periode, welche sich über die 11jährige lagern soll, ist noch keineswegs sicher gestellt; jedenfalls hat sich eine solche aus meteorologischen Daten noch weniger construiren lassen als die 11jährige. Perioden von noch grösserer Länge sind wegen des geringen Zurückgreifens der Sonnenstatistik unmöglich nachzuweisen, und so kann nur noch die Frage auftreten, ob man nicht aus gewissen geologischen Perioden auf entsprechende Temperaturschwankungen schliessen kann.

Auch hier ist es E. Dubois (siehe Seite 71), der in seiner bereits citirten Schrift zum ersten Male den Versuch gemacht hat, die Schwankungen der mittleren Temperatur der Erde, welche durch die Eiszeiten angedeutet sind, auf Schwankungen der Sonnentemperatur zurückzuführen.

Von astronomisch-physikalischer Seite her hat diese Dubois'sche Theorie bisher keine Unterstützung gefunden, da man wohl allgemein angenommen hat, dass nur sehr starke Schwankungen der Sonnentemperatur, wie sie durchaus nicht zu erwarten sind, die durch die Eiszeiten angedeuteten Variationen der Oberflächentemperatur der Erde hervorrufen könnten.

Ich möchte deshalb kurz zeigen, dass diese Annahme nicht berechtigt ist, dass vielmehr unter Verwendung des Stefan'schen Gesetzes nur sehr geringe Schwankungen der Sonnentemperatur nothwendig erscheinen.

Um die Vergletscherung eines Landes herbeizuführen, ist das Auftreten besonders tiefer Wintertemperaturen nicht erforderlich. Abgesehen von localen Einflüssen und der Menge der Niederschläge ist hierzu nur nothwendig, dass die mittlere Temperatur während langer Zeiträume bei $0^{\circ}$ liegt. Nun beträgt zur Zeit die mittlere Temperatur Europas etwa $+10^{\circ}$; nähme sie also um etwa $10^{\circ}$ ab, so würde eine neue Eiszeit für diesen Welttheil eintreten. Eine solche Abnahme entspräche einer Verminderung der Sonnenstrahlung von rund $^{1}/_{9}$ ihres Betrages, wie sich leicht aus den Betrachtungen auf Seite 64 ergiebt.

Nach dem Stefan'schen Gesetze entspricht aber dieser Strahlungsänderung eine Temperaturänderung von rund $3^{0}/_{0}$, bei dem wahrschein-

lichsten Werthe der effectiven Sonnentemperatur von 7000° also etwa 210°. Das ist überraschend viel weniger, als man sich früher vorgestellt hat, und in Anbetracht der starken localen Veränderungen, denen die Photosphäre ständig unterworfen ist, muss man sich umgekehrt eigentlich über die Constanz der mittleren Erdtemperatur wundern.

Ich nehme natürlich nicht an, dass die ganze Sonnenmasse periodischen Temperaturschwankungen von dem angedeuteten Betrage unterworfen sein könnte, sondern dass dieselben sich nur in der Atmosphärenschicht, als welche die Photosphäre zu betrachten ist, abspielen. Die Masse der Photosphäre ist gegenüber der Sonnenmasse ganz verschwindend gering, so dass ihre Temperatur durch Ausstrahlung sehr schnell heruntergehen könnte, wenn aus irgend welchen Ursachen die Wärmezufuhr aus dem Innern, im Ganzen oder local, periodischen Abschwächungen unterworfen wäre. Ich möchte nur andeuten, dass auch andere variable Ursachen mitwirken können, wie z. B. Veränderungen der Absorption innerhalb der obersten Schichten der Photosphäre und Veränderungen des Emissionsvermögens.

Es steht demnach die erforderliche Grösse der Amplitude der periodischen Strahlungsschwankungen nicht im Widerspruch mit den Thatsachen auf dem Gebiete der Sonnenphysik, und es bleibt nur noch die Frage offen, ob überhaupt Schwankungen der Strahlung von Jahrtausende langer Periode vorhanden sein können. Irgend etwas Positives lässt sich hierüber naturgemäss nicht sagen; man muss sich damit begnügen, wenn einer solchen Annahme nichts Positives entgegen gehalten werden kann, wie dies thatsächlich nicht der Fall zu sein scheint. Nachdem wenigstens eine periodische Schwankung innerhalb der Sonnenatmosphäre — die elfjährige Fleckenperiode — festgestellt ist, steht m. E. nichts im Wege, auch noch andere Perioden von weit längerer Dauer als möglich anzunehmen, besonders nicht, wenn man die Wilsing'sche Erklärung der Sonnenfleckenperiode annimmt, nach welcher die letztere durch eine gewisse Zähigkeit der inneren Schichten von verschiedener Winkelgeschwindigkeit in Verbindung mit der Reibung hervorgerufen wird. Als ständig wirkende Ursache, welche immer von Neuem wieder nach erfolgtem Ausgleich den Spannungszustand hervorruft, ist hierbei wohl die nach der Helmholtz'schen Theorie erforderliche langsame Zusammenziehung des Sonnenballs anzunehmen.

Die bisherigen kosmischen Theorien der Eiszeiten, die auf Aenderungen der Elemente der Erdbewegungen zurückgehen, also nur Strahlungsänderungen auf der Erdoberfläche kennen, die durch Variationen der Distanz und der Richtung gegen den strahlenden Körper bedingt sind, haben sich alle als unhaltbar ergeben. Sollte ein Gleiches einmal

für die rein tellurischen Erklärungen der Eiszeiten, z. B. durch Veränderungen im Laufe des Golfstroms, eintreten, so würde die Dubois-sche Theorie als einzige übrig bleiben, und dann direct beweisend für das Vorhandensein von lang-periodischen Strahlungsänderungen der Sonne sein.

---

Betrachtet man die zur Zeit stattfindende nahe Ausgleichung der Temperaturerniedrigung der Sonne durch ihre Contraction als bestimmt festgelegte Thatsache, so ist es einigermassen verführerisch, weitere Rechnungen über Anfang und Ende der Sonnenstrahlung anzustellen. So hat z. B. v. Helmholtz unter der Annahme einer gleichförmigen Dichtigkeit der Sonnenmaterie berechnet, dass der jetzige Strahlungseffect der Sonne erst seit etwa 20 Millionen Jahren bestehen könne. Die dieser Rechnung zu Grunde liegende Annahme über die Dichtigkeit der Sonne entfernt sich aber zweifellos so sehr von der Wahrheit, dass man nicht einmal beurtheilen kann, ob das Resultat auch nur der Ordnung nach richtig ist. Alle derartigen Betrachtungen gehören vorläufig noch nicht in exacte astronomisch-physikalische Untersuchungen hinein; auf einigermassen reeller Grundlage dürften sich vielleicht aber noch die folgenden Gedanken bewegen.

Unter Zugrundelegung der Kant-Laplace'schen Theorie muss der ganze jetzige Energievorrath des Sonnensystems nebst dem inzwischen durch Strahlung verloren gegangenen Betrage in einem sehr weit ausgedehnten, mit sehr verdünnter Materie erfüllten Raume in nahe gleichmässiger Vertheilung vorhanden gewesen sein, dessen äussere Temperatur nur wenig über dem absoluten Nullpunkte gelegen haben kann. Durch Contraction hat sich hieraus der jetzige Zustand entwickelt, d. h. der bei weitem grösste Theil der ursprünglichen Materie ist jetzt in einem relativ sehr kleinen Raume bei sehr hoher äusserer Temperatur vereinigt. Die Contraction ist also sicherlich nicht nur genügend zur Erhaltung der ursprünglichen Temperatur gewesen, sondern sie hat trotz des Wärmeverlustes eine bedeutende Erhöhung der Temperatur im Gefolge gehabt. Und doch nehmen die Astrophysiker fast ganz allgemein an, dass sowohl unsere Sonne, als auch die übrigen Fixsterne zur Zeit in einer Temperaturabnahme begriffen sind. Ist diese Annahme richtig, so muss für jeden Stern einmal ein Wendepunkt in der Temperaturcurve eingetreten sein.

Der erste und einzige Physiker, der diesen Fragen auf theoretischem Wege näher getreten ist, ist Ritter[1]), und es mögen deshalb dessen

1) A. Ritter, Anwendungen der mechanischen Wärmetheorie auf kosmologische Probleme. Hannover 1879.

Ausführungen kurz angedeutet werden, obgleich dieselben sich auf einen Specialfall beschränken.

Ritter nimmt an, dass sich die Gase eines gasförmigen Himmelskörpers im indifferenten Gleichgewichtszustande befinden, was dann der Fall ist, wenn bei einem aufsteigenden Lufttheilchen in jeder Höhe Auftrieb und Gewicht einander das Gleichgewicht halten. Diese Bedingung ist aber von der weiteren abhängig, dass die Temperatur des aufsteigenden Lufttheilchens stets übereinstimmt mit der Temperatur des umgebenden Gases, wobei dann zugleich die Bedingung für die adiabatische Ausdehnung des Gastheilchens erfüllt ist.

Der indifferente Gleichgewichtszustand ist a priori eigentlich als der natürlichste zu betrachten, da alle Strömungen etc. dazu betragen, ihn herbeizuführen; bei vollständigem Durcheinanderrühren wird er von beliebigem Anfangszustande aus stets als Endzustand resultiren.

Die Annahme des adiabatischen Gleichgewichts führt übrigens für unsere Erdatmosphäre zu unrichtigen Resultaten, indem alsdann die Höhe derselben viel zu gering wird. Ritter macht aber darauf aufmerksam, dass dadurch die Unrichtigkeit dieser Annahme nicht unbedingt nachzuweisen sei, da die Abweichung auch dadurch hervorgerufen sein könne, dass bei fortgesetzter adiabatischer Ausdehnung die Luft schliesslich in den flüssigen oder festen Aggregatzustand übergehen muss und daher von einer gewissen Höhe an durchaus nicht mehr den Gesetzen der Gase folgt.

Für einen gasförmigen Himmelskörper, der sich im adiabatischen Gleichgewichtszustande befindet, lassen sich nun nach Ritter folgende Betrachtungen ableiten. Jede Wärmeentziehung führt eine Volumverminderung, jede Wärmezufuhr eine Volumvergrösserung mit sich, folglich ist die Wärmecapacität einer solchen Gaskugel negativ. Daraus folgt, dass bei der durch Ausstrahlung verursachten Wärmeentziehung eine Temperatursteigerung hervorgebracht wird. Bei der durch Wärmeentziehung verursachten Contraction verrichten die Gravitationskräfte eine positive mechanische Arbeit, welche sogleich in Wärme umgewandelt wird. Die erzeugte Wärmequantität zerlegt sich dabei in zwei Theile, von denen der eine jene entzogene Wärmequantität bildet, während der andere auf Temperaturerhöhung des Weltkörpers verwendet wird.

Ein weiteres von Ritter abgeleitetes Gesetz besagt, dass beim adiabatischen Gleichgewichtszustand das Product aus dem Halbmesser in die Mittelpunktstemperatur eine Constante ist. Es lässt sich demnach Folgendes ableiten[1]). Die Oberfläche eines sich zusammenziehenden

[1]) Etwas gegen Ritter verändert, da das Stefan'sche Strahlungsgesetz bei Abfassung der Ritter'schen Aufsätze noch nicht bekannt war.

Körpers nimmt proportional dem Quadrate des Halbmessers ab, während die Temperatur umgekehrt proportional steigt; da nun die Intensität der Wärmestrahlung mit der 4. Potenz der absoluten Temperatur wächst, so wächst die Strahlungsintensität eines sich zusammenziehenden Himmelskörpers proportional dem Quadrat der Abnahme des Durchmessers. Wäre also die Sonne ein Gasball im adiabatischen Gleichgewicht, so müsste noch heute ihre Strahlungsintensität in starker Zunahme begriffen sein.

Dieses Resultat steht, wie schon angedeutet, in directem Widerspruche mit den Ansichten der meisten Astrophysiker, und es ist daher zunächst zu untersuchen, ob die Gründe der letzteren genügend beweiskräftig sind, um die Voraussetzung eines auch nur genähert adiabatischen Gleichgewichtszustandes für die Fixsterne vollständig zurückzuweisen.

Dass die Vogel'sche Deutung der Spectraltypen der Fixsterne als Function der Temperatur eine richtige ist, glaube ich aus dem Verhalten der Magnesiumlinien mit positiver Gewissheit nachgewiesen zu haben. Die Temperatur auf den Sternen der 1. Spectralclasse ist mit Sicherheit wesentlich höher als die auf denen der 2. oder gar 3. Classe. Diese Classification stellt also im Gegensatze zu einer anderen Hypothese (Lockyer) thatsächlich den Entwickelungsgang der Fixsterne und damit auch der Sonne dar, es fragt sich nur, ob das Vorzeichen dieses Entwickelungsganges das richtige ist, ob also die Sonne früher ein Fixstern der 1. Classe war, oder ob sie späterhin noch in diesen Zustand übergeht.

Es kann wohl keinem Zweifel unterliegen, dass die jetzt herrschende Ansicht mehr dem Gefühl entsprungen ist, als streng wissenschaftlicher Ueberlegung. Die allgemeine Erfahrung, dass ein heisser Körper, sich selbst überlassen, sich allmählich auf die Temperatur der Umgebung abkühlt, scheint allein massgebend gewesen zu sein, ohne die weitere Ueberlegung, ob dies auch für einen rein gasförmigen Körper zutrifft. So lange die uns zur Verfügung stehenden Beobachtungszeiten noch so kurz sind, dass eine Entscheidung über das Vorzeichen des ersten Differentialquotienten der Entwickelungscurven der Sterne unmöglich ist, so lange scheint mir die Frage vom praktischen Standpunkte aus unlösbar zu sein. Dagegen glaube ich doch, von einer anderen Seite her die bisherige Ansicht als die wahrscheinlichere hinstellen zu können.

Da eine ständige Ausstrahlung der heissen Himmelskörper stattfindet und damit unrettbar der bei weitem grösste Betrag der Wärmemenge eines Weltsystems für dasselbe verloren geht, so muss die Temperaturcurve eines Fixsterns unter allen Umständen einen Umkehrpunkt besitzen; es muss endlich die Zunahme der Temperatur einer Abkühlung

Platz machen. — Die Erscheinung der neuen Sterne lehrt ja aufs deutlichste, dass es Fixsterne giebt, deren Strahlungsvermögen relativ sehr gering ist. —

Der Umkehrpunkt tritt ein, entweder wenn die Contractionsfähigkeit des Himmelskörpers bis zu einem bestimmten Grade abgenommen hat, oder wenn der Gleichgewichtszustand des Körpers sich so weit von dem adiabatischen entfernt hat, dass die vorhin abgeleiteten Schlussfolgerungen nicht mehr zutreffen — dass im Anfange ein dem adiabatischen oder indifferenten Gleichgewichtszustande ähnlicher vorhanden gewesen sein muss, ergiebt sich aus der thatsächlichen ursprünglichen Temperaturzunahme bei der Contraction —. Ich glaube nun, dass für die Sonne und auch für die übrigen Fixsterne beide eben angegebenen Ursachen in genügend starkem Masse vorhanden sind, um einen von dem adiabatischen weit entfernten Zustand und vielleicht gleichzeitig auch eine nicht mehr ausreichend grosse Contractionsfähigkeit zu bedingen. In ersterer Beziehung möchte ich an die stark ausgesprochene Schichtenbildung in der Sonnenatmosphäre erinnern, durch welche höchstens innerhalb der einzelnen Schichten ein adiabatischer Zustand, nicht aber durch alle Schichten hindurch vorhanden sein kann.

Die Existenz der Photosphäre lehrt, dass wenigstens für ein Gas überhaupt schon in verhältnissmässig höheren Schichten der Sonnenatmosphäre der Uebergang in den flüssigen oder den festen Aggregatzustand stattgefunden hat. Der enorm hohe Druck im Innern der Sonne macht es wahrscheinlich, dass der bei weitem grösste Theil der Sonnenmasse sich bereits in einem Zustande befindet, auf den die Gesetze der mechanischen Wärmetheorie für Gase entfernt nicht mehr anwendbar sind, und der auch vielleicht längst seine Contractionsfähigkeit verloren hat.

Diese kurzen Andeutungen mögen genügen, um meine Ansicht darzulegen, dass die Temperaturcurve der Sonnenentwickelung bereits ihren Culminationspunkt überschritten hat, aber, wie aus früheren Betrachtungen zu schliessen ist, noch nicht in dem Masse, dass die durch Contraction erzeugte Temperatursteigerung nicht noch annähernd die durch Ausstrahlung bedingte Abnahme zu ersetzen im Stande wäre.

## Die Sonnenstrahlung chemischer Wirksamkeit.

Das Gebiet der kurz bezeichnet »chemischen« Strahlen ist im wesentlichen dasjenige der kürzeren Wellenlängen, etwa von der Linie F an. Auf gewisse Stoffe wirken aber auch Strahlen aller anderen Wellenlängen bis tief ins Ultraroth hinein, und unter chemischen Strahlen im

eigentlichen Sinne hat man deshalb nur diejenigen zu verstehen, welche auf die zu photographischen Zwecken benutzbaren Verbindungen zersetzend einwirken, das sind in erster Linie die Haloidverbindungen des Silbers und einige Eisen-, Platin-, Uran-, Chrom- etc. Verbindungen. Jede dieser Verbindungen ist für die Strahlen der verschiedenen Wellenlängen verschieden empfindlich, doch ist ihnen allen ein Maximum der Empfindlichkeit im blauen Theile des Spectrums eigen, dessen Lage zwischen den Wellenlängen 450 $\mu\mu$ und 420 $\mu\mu$ variirt. Ferner ist allen diesen Stoffen gemeinsam, dass die Strahlen über 500 $\mu\mu$ hinaus überhaupt keine Einwirkung mehr besitzen, während nach der Seite der kürzeren Wellenlängen hin eine Grenze der Empfindlichkeit bisher nicht nachgewiesen ist. Die Silbersalze speciell sind noch für Strahlen von so niedrigen Wellenlängen empfindlich, dass für dieselben die Luft selbst in nur wenige Centimeter dicken Schichten völlig undurchlässig wird. Die Empfindlichkeitsgrenze im Ultraviolett für das Sonnenspectrum ist also nur durch die Absorption in unserer Atmosphäre gegeben, und es bleibt uns daher unbekannt, bis zu welcher kürzesten Wellenlänge die Sonnenstrahlung reicht. Dieser Umstand in Verbindung mit dem bereits erwähnten, dass jede chemische Verbindung ihre individuelle Intensitätscurve der Empfindlichkeit besitzt, verbietet es vorläufig, aus der Untersuchung der chemischen Strahlung der Sonne irgend welche Schlüsse allgemeiner Art in Betreff der Sonnenstrahlung selbst zu ziehen. Während die chemische Strahlung der Sonne in ihrer Verwendung in der Photographie von höchstem Werthe für die detaillirte Untersuchung der Sonnenoberfläche ist und besonders in der Beschränkung auf ganz eng begrenzte Wellenlängengebiete mit Hülfe des Spectroheliographen zu ganz neuen Gesichtspunkten geführt hat, ist sie in quantitativer Beziehung bisher ohne jegliche Bedeutung geblieben.

## Die elektrodynamische Strahlung der Sonne.

Zur Erzeugung merklicher elektrischer Wellen im Laboratorium hat man bisher nach dem Vorgange von Hertz nur den elektrischen Funken benutzen können. Im Momente des Ueberschlagens eines Funkens findet ein ausserordentlich schneller Wechsel des Potentials statt, durch welchen eine Folge stark gedämpfter Wellen ausgesendet wird, deren Länge wesentlich von den Dimensionen des primären Leiters, zwischen denen der Funke überschlägt, abhängen. Die kürzesten Wellenlängen, welche man auf diese Weise hat erzeugen können, zählen nach Millimetern;

andrerseits ist es gelungen, Wärmewellen zu beobachten, deren Länge bis an den zehnten Theil des Millimeters heranreichen, so dass es nicht mehr fraglich erscheint, dass ein continuirlicher Uebergang zwischen Wärme- und elektrischen Wellen stattfindet; es ist auch nicht ausgeschlossen, dass wie bei den übrigen Strahlungsgebieten auch hier beide Wirkungsarten über einander greifen.

Hiernach und in Uebereinstimmung mit der elektromagnetischen Lichttheorie ist es vorstellbar, dass jeder warme Körper auch elektrische Wellen aussendet, obgleich dies nicht durchaus so sein muss, da ja vielleicht für alle Körper das Emissionsvermögen für die in Frage tretenden langen Wellen Null sein kann; dass es jedenfalls nicht bedeutend ist, geht daraus hervor, dass es bisher nicht gelungen ist, im Laboratorium in der Strahlung glühender Körper elektrodynamische Wellen nachzuweisen.

Directe Versuche, elektrodynamische Wellen in der Sonnenstrahlung aufzufinden, sind bisher nur von Wilsing und mir angestellt worden. Wir benutzten hierzu ein äusserst empfindliches Verfahren, welches im Princip übereinstimmt mit der Benutzung der sogenannten Fritttröhren in der Wellentelegraphie, nur verwendeten wir nicht viele Contacte, wie sie durch zerkleinerte Metallstückchen gegeben sind, sondern einen einzigen oder höchstens zwei Contacte zwischen polirten Strahldrähten, wodurch die Empfindlichkeit noch ganz ausserordentlich gesteigert wird. Die Nachweisung der elektrischen Wellen beruht auf folgendem Vorgange: Wenn man zwei leichte, polirte Metallstückchen lose auf einander legt, so findet für gewöhnlich eine directe metallische Berührung nicht statt, wohl infolge äusserst geringer dazwischen liegender Theilchen von Fett, Staub, vielleicht auch adhärirender Gase. Für nicht allzu starke elektrische Ströme bietet daher eine solche Berührungsstelle einen ausserordentlich hohen Widerstand. Jede schwächste elektrische Welle erzeugt nun an der Berührungsstelle einen minimalen, nur unter dem Mikroskope erkennbaren Funken, der die beiden Metalle zusammenschmilzt, so dass nunmehr der galvanische Strom geschlossen wird und in einem Galvanometer das Eintreffen der elektrischen Wellen anzeigt. Ein leichter Stoss genügt alsdann, die Metallstückchen wieder aus einander zu reissen und die Unterbrechung des Stromes wieder herbei zu führen, wodurch der Apparat in den Stand gesetzt ist, einen neuen Wellenzug anzuzeigen.

Bei den Versuchen wurde zunächst eine solche Berührungsstelle der Sonnenstrahlung ausgesetzt, nachdem die letztere durch Zwischenschaltung von Papierschirmen von den Wärmestrahlen befreit war, die ihrerseits infolge der molekularen Veränderungen der Metalloberflächen durch

Ausdehnung die Berührungsstelle zur Schliessung bringen. Es ergab sich bei diesen Versuchen keine Spur einer Einwirkung der Sonnenstrahlung. Wir gingen deshalb dazu über, die Berührungsstelle nicht selbst, sondern lange, horizontal ausgespannte Drähte bestrahlen zu lassen, in der Hoffnung, dadurch einmal die auf einer grösseren Fläche ausgebreiteten Wellen zu sammeln, dann aber auch das System gerade für sehr lange Wellen resonanzfähig zu machen.

Der negative Ausfall dieser Versuche beweist nun zunächst nur, dass eine merkliche elektrische Sonnenstrahlung nicht bis zur Erdoberfläche dringt, nicht aber, dass eine solche Strahlung überhaupt nicht von der Sonne ausgeht.

Bei einer gewissen Verdünnung leuchten nämlich Gase, wenn sie von elektrischer Strahlung getroffen werden, und absorbiren dabei naturgemäss die Strahlung selbst gänzlich oder theilweise. In einer gewissen Höhe über der Erdoberfläche befindet sich nun um die ganze Erde herum eine Schicht von der erforderlichen geringen Dichte, und es ist daher die Annahme berechtigt, dass eine etwaige elektrische Sonnenstrahlung diese Schicht zum Leuchten bringt — was von uns wegen der Tageshelligkeit nicht gesehen werden kann — und dabei so stark absorbirt wird, dass sie auf der Erdoberfläche nicht mehr merklich ist. Es ist hierbei verlockend, diese Schicht andrerseits wieder als Ausgangspunkt für Nordlichterscheinungen, magnetische Störungen etc. zu betrachten. Dieselbe Betrachtung legt übrigens auch den Gedanken nahe, dass die Sonne mit einer entsprechenden Gasschicht umgeben sein könnte, welche alle elektrische Strahlung zurückhielte, so dass dann keine von der Sonne ausginge. Es würde dann nur noch in Frage zu ziehen sein, ob nicht die Ausgangsschicht der Strahlung, die Photosphäre, bereits in einem so verdünnten Zustande ist, dass die Leuchterregung der Gase durch elektrische Wellen unmöglich wird. In diesem Falle läge der Erregungspunkt oberhalb der absorbirenden Schicht, und die Strahlung würde ungehindert in den Raum ausgehen können. Es sind dies alles nur Speculationen, vorläufig ohne jeglichen praktischen Hintergrund.

In Betreff der Länge der elektrischen Wellen, welche etwa von der Sonne ausgehen könnten, ist bereits hervorgehoben, dass sie wahrscheinlich sich in continuirlicher Folge aus den Wärmewellen ergeben; es lässt sich aber auch eine obere Grenze ihrer Länge angeben. Führt man nämlich die Maxwell'sche Ansicht consequent durch, so lässt sich vorstellen, dass schliesslich die ganze Sonnenkugel als Sitz einer elektrischen Schwingung fungirt. Man erhält dann als Länge der resultirenden Wellen das 1.4fache des Sonnendurchmessers oder rund 2000000 km. Die Dauer einer solchen Welle würde $6^1/_2$ Secunden sein.

Es ist nun von besonderem Interesse, dass Eschenhagen auf dem Potsdamer Magnetischen Observatorium zeitweise magnetische Störungen von regelmässigen Perioden bis zu 12 Secunden herab thatsächlich beobachtet hat, und es bedarf nur noch der gleichzeitigen Beobachtung an weit aus einander liegenden Orten, um festzustellen, ob diese Störungen überall genau gleichzeitig erfolgen, wodurch ihr kosmischer Ursprung festgelegt wäre.

---

Eine Abhängigkeit der erdmagnetischen und Nordlicht-Erscheinungen von der 11 jährigen Sonnenfleckenperiode ist bereits seit langem mit positiver Sicherheit auf statistischem Wege nachgewiesen. In Beziehung hierauf möchte ich mich damit begnügen, auf die S. 74 erwähnten beiden Werke hinzuweisen. Ueber die Ursache des Zusammenhangs der beiden Erscheinungen ist man noch im Unklaren und nicht über die Aufstellung unbewiesener Hypothesen hinausgekommen. Darüber aber, dass man es hierbei in letzter Instanz mit elektrodynamischen Strahlungsvorgängen zu thun hat, kann wohl kein Zweifel bestehen.

---

# Anhang.

---

## Der Durchmesser der Sonne.

Nach der v. Helmholtz'schen Theorie beruht, wie gezeigt worden ist, die Constanz der Sonnentemperatur auf der Contraction der Sonnenmaterie. Es ist auch daselbst angegeben worden, um welchen Betrag sich der Durchmesser der Sonne verkleinern muss, um dadurch für einen gewissen Zeitraum diese Constanz zu erhalten. Die weitere Frage schliesst sich hieran naturgemäss an, ob die Genauigkeit in der Bestimmung des Sonnendurchmessers eine genügende ist, um eine eventuelle Aenderung desselben durch die Beobachtung constatiren zu können und dadurch eine Bestätigung der v. Helmholtz'schen Theorie herbeizuführen.

Es ist hierbei ein Punkt wohl zu beachten. Der Durchmesser der Sonne ist der Durchmesser der Photosphäre, also einer gasförmigen Schicht, und es ist daher sehr wohl denkbar, dass sich die Hauptmasse der Sonnenmaterie zusammenziehen kann, ohne dass der Durchmesser dieser Schicht abnimmt, oder umgekehrt, dass sich der Durchmesser der photosphärischen Schicht ohne Contraction der Hauptmasse verringern kann. Ganz unzweifelhafte Ergebnisse lassen sich demnach aus der Messung des Sonnendurchmessers überhaupt nicht erwarten; immerhin aber müssen die bisherigen Ergebnisse hierüber zur Vervollständigung einer Untersuchung über die Temperatur der Sonne hinzugezogen werden. Da das Problem des Sonnendurchmessers, auch abgesehen von dieser Beziehung, für sich selbst Interesse zu beanspruchen hat, so habe ich die Darlegung desselben etwas umfassender gehalten und dieselbe zu einer allerdings sehr kurzen Monographie gestaltet.

Die Photosphäre bildet für die Betrachtung mit dem Auge oder dem Fernrohre die äussere Begrenzung des eigentlichen Sonnenballs. Da das Spectrum der Sonne ein continuirliches ist, so muss die Strahlung aus-

gehen entweder von glühenden flüssigen oder festen Substanzen oder von glühenden Gasen, die unter sehr starkem Drucke stehen. Wäre letzteres der Fall, so würde die äussere Begrenzung der Photosphäre keine scharfe sein können, da der Druck und damit auch die Lichtaussendung nur allmählich abnehmen kann; über die Begrenzung der Photosphäre kann aber nur die Betrachtung des Sonnenrandes Aufschluss geben.

Wie jede Kante einer hellen Scheibe bildet sich auch der Sonnenrand im Fernrohre nicht scharf ab, sondern muss infolge der Diffraction diffus erscheinen. Die Stärke der Verwaschenheit ist umgekehrt proportional der Winkelöffnung des Objectivs, ist also im allgemeinen beim Sonnenrande ziemlich gross, da man behufs Lichtabschwächung die Objective bei Sonnenbeobachtungen meist abzublenden pflegt. Es wird der Sonnendurchmesser daher stets zu gross erscheinen, jedoch lässt sich dies nicht ohne Weiteres aus der Objectivöffnung berechnen, da auch eine Abhängigkeit von der absoluten Helligkeit der Scheibe, also von der angewandten Vergrösserung und von der Stärke der Abschwächung besteht.

Bei directen Sonnenbeobachtungen wird man stets das Licht so abschwächen, dass eine mittlere Helligkeit der Scheibe übrig bleibt, die das Auge in keiner Weise mehr belästigt. Es ist nicht anzunehmen, dass $^1/_{60}$ dieser Helligkeit noch einen merklichen Eindruck auf das Auge macht; das ist aber die Intensität des ersten Beugungsringes, und zur Vergrösserung des Sonnendurchmessers wird also nur die Ausdehnung des mittleren Diffractionsscheibchens theilweise in Frage treten, so dass im Maximum für die beigeschriebenen Objectivöffnungen folgende Durchmesser erwartet werden können (Wellenlänge 571 $\mu\mu$).

| Oeffnung | Durchmesser |
|---|---|
| 20 cm | 1.″4 |
| 10 - | 2.8 |
| 5 - | 5.6 |
| 3 - | 9.2 |

Dieses Maximum, welches sich auf die Intensität 0 des Mittelbildes bezieht, kann natürlich nicht erreicht werden, und man wird vielleicht auf etwa $^1/_3$ dieses Betrages rechnen können. In vielen Fällen wird die Diffractionswirkung vollständig durch andere Ausbreitungsursachen des Lichts verwischt sein: sphärische Aberration, die, in Abhängigkeit von der Objectivöffnung, im umgekehrten Sinne verläuft, chromatische Aberration, ebenfalls in der Mehrzahl der Fälle im umgekehrten Sinne

wirkend u. s. w. So hat z. B. Auwers[1]) bei Messungen des Sonnendurchmessers mit dem Heliometer der Cap-Sternwarte einen merklichen Unterschied (stärker als 0ʺ.1) des Durchmessers bei einer Oeffnung der Objectivhälften (9 cm) und Abblendung auf 4 cm nicht constatiren können.

Da der Abstand der Beugungsstreifen sich proportional der Wellenlänge ändert, und zwar für die brechbareren Strahlen geringer wird, so würde man unter sonst gleichen Umständen bei Verwendung rother Blendgläser grössere Sonnendurchmesser zu erwarten haben als bei blauen oder violetten. Bei einer Objectivöffnung von 10 cm beträgt der Unterschied des Durchmessers zwischen den Strahlen von der Wellenlänge 571 $\mu\mu$ und 434 $\mu\mu$ etwa 0ʺ.5, wieder gerechnet bis zur Intensität Null des Mittelbildes. Auch Erwägungen theoretischer Art über Refractionen innerhalb der Sonnenatmosphäre haben zu der Erwartung geführt, ganz abgesehen von der Diffraction, grössere Sonnendurchmesser bei rothen als bei blauen Blendgläsern zu erhalten. Wellmann[2]) hat mit dem kleinen Münchener Heliometer eine hierauf bezügliche Untersuchung durchgeführt, die zu einer Bestätigung der erwarteten Erscheinung diente, indem er bei rothen Blendgläsern einen um 4ʺ grösseren Durchmesser fand als bei blauen. Auwers[3]) hat jedoch gezeigt, dass dieser Unterschied nicht als reell anzusehen ist, besonders nicht in Anbetracht der sehr grossen Fehler in den Einzelbestimmungen des Durchmessers infolge des ungenügenden Functionirens des benutzten Heliometers. Auwers hat deshalb zur Entscheidung dieser Frage eine ziemlich umfangreiche Messungsreihe mit dem Heliometer der Cap-Sternwarte angestellt und ist schliesslich zu einem nur sehr geringen Unterschiede gekommen, nämlich: orange und gelbe Blendgläser — blaue = + 0ʺ.16 ± 0ʺ.04. Auwers ist geneigt, auch diesen, in Anbetracht des kleinen mittleren Fehlers als reell anzusehenden Unterschied nicht in dem obigen Sinne zu deuten, sondern ihn durch physiologische Einflüsse in Verbindung mit der Luftunruhe zu erklären. Die Luftunruhe, welche ein fortwährendes Wallen des Sonnenrandes bedingt, wirkt zweifellos auch in dem Sinne, den Durchmesser der Sonne zu gross messen zu lassen und den Eindruck einer Verwaschenheit des Randes zu verstärken.

Die erwähnten Fehlerursachen in ihrer Gesammtheit müssen bewirken, dass der Sonnenrand nicht vollständig scharf erscheinen kann, auch wenn er dies in Wirklichkeit sein sollte. Da nun unter Verwendung der besten optischen Hülfsmittel und bei möglichst guter Luftbeschaffenheit der

1) Astr. Nachr. **123**, 103. 2) Astr. Nachr. Nr. 2848.
3) Astr. Nachr. **123**, 97.

Sonnenrand thatsächlich sehr scharf begrenzt erscheint, so ist daraus zu schliessen, dass er in Wirklichkeit nur eine sehr geringe oder unmerkliche Verwaschenheit besitzen kann, und dass demnach sehr exacte Bestimmungen des Sonnendurchmessers möglich sind. Es hat daher, auch abgesehen von der Bedeutung für die v. Helmholtz'sche Theorie, ein besonderes Interesse, zu untersuchen, ob der Sonnendurchmesser als astronomische Constante aufzufassen ist, oder ob er periodischen oder säcularen Schwankungen unterworfen ist, und ferner ob die Sonnendurchmesser in den verschiedenen Positionswinkeln die gleichen sind oder nicht; letzteres würde man nach Analogie der Planetenabplattungen für einen rotirenden Körper wie die Sonne zunächst zu erwarten haben. Schliesslich ist festzustellen, ob der Sonnenrand kleineren localen Deformationen unterworfen ist.

Zur Entscheidung der beiden zuerst aufgeworfenen Fragen ist man allein auf directe Messung angewiesen, da die Photographie hierfür gänzlich ungeeignet ist. Für die photographische Ausbreitung des Lichts an der Kante heller Flächen sind weitere Reihen von Ursachen massgebend, die bei directer Beobachtung gänzlich fortfallen, hier aber wegen der durch die Verlängerung der Expositionszeit fast beliebig zu steigernden Empfindlichkeit der Platten unter Umständen sehr merklich werden. In erster Linie ist hierbei an das vom belichteten Objectiv ausgehende, nicht den regelmässigen Strahlengang befolgende Licht zu denken, welches die Hauptursache für die Ausbreitung der photographischen Sternscheibchen bildet. In der That variiren bei demselben Instrumente die Durchmesser der photographisch aufgenommenen Sonnenbilder je nach Expositionszeit und Luftzuständen um viele Bogensecunden.

Die umfangreichsten und sorgfältigsten Untersuchungen über die Constanz des Sonnendurchmessers und seine Abhängigkeit vom Positionswinkel sind von Auwers [1]) angestellt worden. Andere Untersuchungen sollen diesen gegenüber nur aus historischem Interesse angeführt werden.

---

1) Auwers, Ueber eine angebliche Veränderlichkeit des Sonnendurchmessers. Monatsber. der Berl. Akad. 1873, 302.

Neue Untersuchungen über den Durchmesser der Sonne. Sitzungsber. der Berl. Akad. 1886, 1055; 1887, 449; 1889, 883.

Die Sonnenparallaxe und die Heliometer-Beobachtungen der deutschen Venusexpeditionen von 1874 und 1882. Astr. Nachr. **128**, 329.

Der Sonnendurchmesser und der Venusdurchmesser nach den Beobachtungen an den Heliometern der deutschen Venus-Expeditionen. Astr. Nachr. **128**, 3067. Bemerkungen hierzu: Astr. Nachr. **134**, 359.

Die ersten Bestimmungen des Sonnendurchmessers scheinen im fünften Jahrhundert n. Chr. von den ägyptischen Astronomen ausgeführt worden zu sein, indem sie auf einer gegen den Horizont nur wenig geneigten Fläche die Abnahme des Schattens zwischen dem Aufgange des obersten und untersten Sonnenrandes massen. Andere Methoden vor Erfindung des Fernrohrs bestanden in der Anwendung eines Netzes zwischen aufgehender Sonne und dem Beobachter (Archimedes), Verwendung von Diopteru, Messung der Zeitdauer des Auf- und Unterganges der Scheibe, Benutzung der alten Instrumente wie Radius astronomicus, Gnomon und Armillar. Die ersten mikrometrischen Messungen beginnen mit Huyghens (1789). Später wurden dann ausser diesen Meridianbeobachtungen, Heliometermessungen, Venusdurchgänge, Sonnenfinsternisse benutzt.

Eine Zusammenstellung der überaus zahlreichen Bestimmungen des scheinbaren Sonnenhalbmessers bis zur Epoche der Auwers'schen Untersuchungen gebe ich im Folgenden nach Houzeaus Vademecum, woselbst sich auch die genaueren Angaben über die betreffende Litteratur finden.

| Jahr | Autor | Halbmesser |
|---|---|---|
| — 270 | Aristarch von Samos | 900″ |
| — 240 | Archimedes | 899 |
| — 50 | Sosigenes | 900 |
| + 138 | Ptolemäus | 940 |
| + 860 | Alfraganus | 969 |
| 920 | Albategnius | 974 |
| 1100 | Die Indier | 972 |
| 1252 | Alphonsus | 975 |
| 1450 | Purbach | 974 |
| 1470 | Regiomontanus | 974 |
| 1543 | Copernicus | 982 |
| 1543 | Maurolycus | 974 |
| 1551 | Reinholdus | 978 |
| 1561 | Santbech | 960 |
| 1570 | Clavius | 974 |
| 1577 | Maestlin | 967 |
| 1585 | Maginus | 968 |
| 1602 | Tycho Brahe | 930 |
| 1611 | Mulerius | 930 |
| 1620 | Blancanus | 930 |
| 1622 | Kepler | 917 |
| 1622 | Longomontanus | 932 |
| 1631 | Lansberg | 1041 |

| Jahr | Autor | Halbmesser |
|---|---|---|
| 1632 | Galilei | 900″ |
| 1644 | Wendelin | 900 |
| 1644 | Herigonius | 915 |
| 1644 | Mutus | 962 |
| 1645 | Bullialdus | 976 |
| 1645 | Kircher | 927 |
| 1645 | Rheita | 1041 |
| 1647 | Gassendi | 916 |
| 1651 | Grimaldi | 955 |
| 1651 | Van Langren | 900 |
| 1656 | J. D. Cassini | 947 |
| 1659 | Huyghens | 915 |
| 1660 | Furnerius | 919 |
| 1661 | Mouton | 861 |
| 1665 | Riccioli | 946 |
| 1666 | Auzout et Picard | 965.5 |
| 1673 | Flamsteed | 966.5 |
| 1679 | Hevel | 957 |
| 1684 | J. Cassini | 966 |
| 1687 | Lahire | 965.5 |
| 1718 | De l'Isle | 960.7 |
| 1719 | Halley | 962.25 |
| 1724 | De Louville | 962.6 |
| 1740 | J. D. Cassini | 962.5 |
| 1740 | Le Monnier | 968.6 |
| 1750 | Bradley | 960.25 |
| 1752 | Legentil 963 | 963 |
| 1754 | La Caille | 963.4 |
| 1760 | Lalande | 961.4 |
| 1761 | Short | 960 |
| 1766 | Maskelyne | 960 |
| 1767 | Tob. Mayer | 953.1 |
| 1767 | Lalande | 958.0 |
| 1769 | Williamson | 960.3 |
| 1769 | West | 964.8 |
| 1788 | Zach | 963.0 |
| 1792 | Piazzi | 958.4 |
| 1801 | Quenot | 960.2 |
| 1805 | Bouvard | 963.2 |
| 1806 | Piazzi | 961.2 |

| Jahr | Autor | | Halbmesser |
|---|---|---|---|
| 1806? | Delambre | hor. | 960."6 |
| | | vert. | 963.8 |
| 1807 | J. J. Littrow | | 961.0 |
| 1807 | Zach | | 961.2 |
| 1809 | Lindenau | hor. | 960.2 |
| | | vert. | 963.0 |
| 1810 | Lindenau | hor. | 960.6 |
| | | vert. | 962.9 |
| 1814 | Delambre | | 961.0 |
| 1818 | De Cesaris | | 962.0 |
| 1823 | Wurm | | 958.1 |
| 1824 | Laplace | | 961.6 |
| 1824 | W. Struve | hor. | 960.9 |
| | | vert. | 960.4 |
| 1830 | Bessel | | 960.9 |
| 1831 | Bianchi | | 965.7 |
| 1832 | Carlini | | 961.7 |
| 1833 | Bessel | | 960.9 |
| 1835 | Encke | | 958.4 |
| 1836 | Taylor | | 961.8 |
| 1843 | Le Verrier | | 960.0 |
| 1852 | W. Struve | | 960.7 |
| 1853 | Goujon | | 962.0 |
| 1853 | Hansen und Olufsen | | 961.2 |
| 1855 | Airy | | 961.8 |
| 1858 | Le Verrier | | 961.8 |
| 1858 | Le Verrier | | 961.7 |
| 1858 | Le Verrier | hor. | 961.1 |
| | | vert. | 963.2 |
| 1862 | Airy | hor. | 961.8 |
| | | vert. | 961.8 |
| 1862 | Airy | hor. | 961.4 |
| | | vert. | 961.3 |
| 1871 | Powalky | | 959.8 |
| 1875 | Mazzola | | 958.7 |
| 1875 | Fugh | | 961.5 |
| 1880 | Respighi | hor. | 961.3 |
| 1881 | Holden | hor. | 961.3 |
| | | vert. | 961.3 |

Die ersten Untersuchungen über Veränderungen des Sonnendurchmessers sind von Lindenau angestellt worden. Derselbe fand bei der Reduction von Sonnenbeobachtungen am Passagen-Instrument der Seeberger Sternwarte aus den Jahren 1808 und 1809 Unterschiede in den Sonnendurchmessern, die einen periodischen Verlauf zu nehmen schienen. Er untersuchte deshalb die in den Jahren 1750—1755 und 1765—1786 am Greenwicher Meridiankreise erhaltenen Sonnenbeobachtungen und erhielt eine anscheinend vollkommene Bestätigung der Realität der gefundenen Variationen. Er vermochte dieselbe auch darzustellen durch die Annahme, dass die Sonne ein um seine grosse Axe rotirendes Ellipsoid mit einer Abplattung von $\frac{1}{279}$ bis $\frac{1}{140}$ sei. Schon Bessel hat darauf aufmerksam gemacht, dass die von Lindenau beobachteten Variationenen sich viel einfacher durch periodische Veränderungen des Abstandes des Fadennetzes vom Objectiv (infolge der jährlichen Temperaturschwankungen) erklären lassen.

Vom Jahre 1871 an hat Secchi Durchmesserbestimmungen am Meridiankreise des Collegio Romano anstellen lassen, von der Ansicht ausgehend, dass die Schwankungen in der Sonnenthätigkeit, die durch die Fleckenhäufigkeit angezeigt sind, sich vielleicht auch im Sonnendurchmesser documentiren könnten. Secchi hat auf Grund des von ihm bearbeiteten, wenig umfangreichen Materials folgende Schlüsse gezogen:

1. Der beobachtete Durchmesser der Sonne ist desto veränderlicher, in je grösserer Thätigkeit sich dieselbe befindet.

2. In den Zeiten der Ruhe ist der Durchmesser kleiner.

3. Diese Veränderungen sind reell, da sie über 3″ betragen und demnach weit ausserhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler liegen.

4. Die Abweichungen halten sich manchmal mehrere Tage nach einander, und es kommen ganz regelmässige Uebergänge von einem bis zum anderen Werthe vor.

5. Die in Rom beobachteten Variationen lassen sich auch in den correspondirenden Beobachtungen von Palermo erkennen.

6. Die grösseren Durchmesser werden zu denjenigen Zeiten beobachtet, zu welchen die Zahl der Protuberanzen und Flecken geringer war.

7. Ein Maximum des Durchmessers liegt zwischen dem Aequator und $\pm 6^\circ$ heliogr. Breite im Betrage von 32′ 3″.74 und ein Minimum zwischen $\pm 21^\circ$ und $\pm 23^\circ$ von 32′ 2″.18.

Es ist Auwers leicht gewesen, zu zeigen, dass alle diese Schlüsse völlig illusorisch sind, indem die wahrscheinlichen Fehler der

Beobachtungen viel grösser sind, als Secchi in unberechtigter Weise allein aus der inneren Uebereinstimmung der Fadenantritte geschlossen hat. Auwers konnte ferner aus der Discussion einer grösseren Zahl von Durchmesserbestimmungen, die an verschiedenen Sternwarten in den gleichen Jahren wie bei Secchi erhalten waren, den positiven Beweis erbringen, dass diese keine Andeutungen über etwaige Veränderungen des Durchmessers ergeben.

Von verschiedenen Seiten sind später mehrfach weitere Untersuchungen in der angegebenen Richtung angestellt worden, die zum Theil wieder für reelle Variationen des Sonnendurchmessers plaidiren, und deshalb hat Auwers sich zu einer umfassenden Untersuchung über den Sonnendurchmesser auf Grund von Meridianbeobachtungen entschlossen und hierzu folgende Beobachtungen benutzt:

1. Die Beobachtnngen am Greenwicher Meridiankreise 1851 bis 1883.

2. Die Beobachtungen am grossen Washingtoner Meridiankreise von 1866 bis 1882.

3. Die Beobachtungen am Meridiankreise des Radcliffe Observatory aus den Jahren 1862 bis 1883.

4. Die Beobachtungen am Meridiankreise der Neuchâteler Sternwarte von 1862 bis 1883 (nur horizontale Durchmesser).

Die äusserst umfangreiche Discussion dieses grossen Materials von Beobachtungen, deren Aufgabe im wesentlichen in der Ermittelung der persönlichen Gleichungen der zahlreichen Beobachter bestand, hat zu folgenden Schlüssen geführt:

»Die Bestimmung des Sonnendurchmessers aus den Differenzen der Culminationszeiten oder der Zenithdistanzen der entgegengesetzten Sonnenränder ist persönlichen Gleichungen unterworfen, welche durchschnittlich etwa 1″, häufig jedoch, und zwar zwischen Beobachtungen an dem nämlichen Instrumente und nach der nämlichen Methode, 3″, 4″ oder 5″ und ausnahmsweise bis 10″ betragen. . . . .

Die persönlichen Gleichungen sind ziemlich häufig und in verhältnissmässig weiten Grenzen veränderlich, dergestalt, dass ein Beobachter im Laufe mehrerer Jahre seine Auffassung des Sonnenrandes allmählich oder sprungweise bis zu mehreren Secunden ändert. . . . .

Die Vergleichung der nach Möglichkeit von den persönlichen Gleichungen befreiten Jahresmittel der Meridianbestimmungen des Sonnendurchmessers für den Zeitraum von 1851 bis 1883 giebt keine Anzeichen, welche mit einiger Wahrscheinlichkeit, geschweige denn mit Sicherheit, auf eine fortschreitende oder periodische Aenderung des Sonnendurchmessers zu deuten wären; vielmehr ist überall, wo solche Anzeichen

in der Rechnung zum Vorschein kommen, ihr Ursprung deutlich in einem Mangel der letzteren, nämlich fehlerhafter oder ungenügender Bestimmung der persönlichen Gleichungen, erkennbar. Insbesondere widersprechen die Beobachtungen in jeder möglichen Interpretation der Existenz solcher Aenderungen, welche der Periode der Sonnenflecken folgen sollten, soweit überhaupt ihre Beweiskraft reicht. Durch diese wird eine Veränderung um $0''.4$ vom Maximum bis zum Minimum ausgeschlossen, eine Verminderung um die Hälfte dieses Betrages oder ein Coëfficient von 0.002 für die Wolf'schen Relativzahlen des Fleckenstandes schon sehr unwahrscheinlich gemacht.

Nachdem die Untersuchung von 15000 Bestimmungen von 100 Beobachtern an vier starken Instrumenten zu diesen Ergebnissen geführt hat, muss es definitiv aufgegeben werden, Untersuchungen über Veränderungen des Sonnendurchmessers auf Meridianbeobachtungen, geschweige denn auf kleinere Reihen von solchen, oder auf höchstens äquivalente Bestimmungen zu gründen. Die interessante und wichtige Untersuchung derartiger Beobachtungsreihen über den Sonnendurchmesser hat sich vielmehr in Zukunft so lange ausschliesslich auf das Studium der die Beobachtungen beeinflussenden systematischen Fehler zu richten, bis auf die Resultate dieses Studiums mit Sicherheit Methoden zur Beseitigung oder wesentlichen Einschränkung dieser Beobachtungsfehler gegründet werden können.«

Die sehr deutlich ausgesprochenen Schwankungen des Sonnendurchmessers von jährlicher Periode, welche Lindenau gefunden hatte, sind Veranlassung zu vielfachen entsprechenden Untersuchungen gewesen. Die wichtigsten derselben sind diejenigen von Newcomb und Holden[1]) aus den Greenwicher und Washingtoner Beobachtungen und diejenigen von Hilfiker aus den Neuchâteler Beobachtungen der Jahre 1862 bis 1883.

Newcomb und Holden kommen unter Berücksichtigung der persönlichen Gleichungen zu folgenden Formeln für die Darstellung des Sonnendurchmessers:

Greenwich (Meridiankreis)

$$\text{hor. Durchm.} = -0^s.023 \cos t - 0^s.006 \sin t - 0^s.016 \cos 2t - 0^s.011 \sin 2t$$
$$\text{vert. Durchm.} = -0''.47 \cos t - 0''.13 \sin t - 0''.07 \cos 2t - 0''.12 \sin 2t$$

Washington (Pass. Instr. und Mauerkreis)

$$\text{hor. Durchm.} = +0^s.008 \cos t - 0^s.010 \sin t$$
$$\text{vert. Durchm.} = +0''.09 \cos t + 0''.21 \sin t$$

1) Amer. Journ. 1874, Oct.

Washington (Meridiankreis)

$$\text{hor. Durchm.} = +\,0^s\!.001\,\cos t + 0^s\!.019\,\sin t$$
$$\text{vert. Durchm.} = -\,0''\!.09\,\cos t + 0''\!.02\,\sin t.$$

Die Deutung dieser Schwankungen finden Newcomb und Holden in den Veränderungen der atmosphärischen Einflüsse auf die Güte der Bilder.

Hilfiker findet folgende Abweichungen der Monatsmittel vom allgemeinen Mittel des Sonnendurchmessers:

| | |
|---|---|
| Jan. | + 0″61 |
| Febr. | + 0.61 |
| März | + 0.25 |
| April | — 0.53 |
| Mai | — 0.59 |
| Juni | — 0.32 |
| Juli | — 0.32 |
| Aug. | — 0.56 |
| Sept. | — 9.23 |
| Oct. | + 0.40 |
| Nov. | + 0.34 |
| Dec. | + 0.37 |

Zu der Untersuchung über die jährliche Periode hat Auwers ein ausserordentlich umfangreiches Material verwendet, welches die Zeiträume von 1750 bis 1761 und 1799 bis 1883 umfasst und sich zusammensetzt aus 12 Reihen mit über 21000 Beobachtungen für den horizontalen und 7 Reihen mit über 10000 Beobachtungen für den verticalen Durchmesser; sie sind auf 7 verschiedenen Sternwarten mit 12 verschiedenen Instrumenten angestellt.

»Von diesen Reihen stimmen 16 mit zusammen 26000 Beobachtungen darin überein, den Sonnendurchmesser entweder während des ganzen Jahres gleich oder mit einer jährlichen Ungleichheit von solcher Form und Grösse behaftet zu geben, dass dieselbe ersichtlich durch den Einfluss der Temperaturänderungen auf das Instrument erzeugt ist.

Die Durchmesser werden am kleinsten zu den Zeiten der grössten Bildschärfe beobachtet, also bei derjenigen Temperatur, bei welcher sich die Fäden genau in der Focalebene befinden, und sie werden desto grösser, je mehr sich die Fäden, auf welche das Ocular eingestellt bleibt, infolge der ungleichen Ausdehnung von Brennweite und Rohr nach der einen oder anderen Seite aus dieser Ebene entfernen. Daraus

entsteht je nach der Lage der Temperatur der grössten Bildschärfe in der Jahrescurve der massgebenden Temperaturen eine jährliche Periode im Durchmesser mit einfachem oder doppeltem Maximum und Minimum. . .«

Nur drei der Reihen zeigen Schwankungen im Laufe des Jahres, welche auf diese Weise nicht sofort vollständig erklärt werden. Bei der wichtigsten dieser drei Reihen, derjenigen von Madras, fällt dies abweichende Verhalten gänzlich den Beobachtern zur Last, wie Auwers nachgewiesen hat, und nur für die beiden Lindenau-Maskelyne'schen Reihen mit etwa 2000 Beobachtungen bleibt ein unerklärbarer Widerspruch bestehen, der für Auwers Veranlassung gewesen ist, das von Lindenau behandelte Beobachtungsmaterial von Grund auf noch einmal neu zu reduciren. Diese neue Bearbeitung der Maskelyne'schen Beobachtungen hat nun zu dem überraschenden Ergebnisse geführt, dass die letzteren gar keine Veranlassung zur Annahme einer jährlichen Ungleichheit des Sonnendurchmessers geben, sondern dass das Lindenau-sche Resultat nur durch die völlig verfehlte Behandlung des Materials entstanden ist.

Es ist somit von Auwers nachgewiesen, dass merkliche reelle Schwankungen des Sonnendurchmessers von jährlicher Periode nicht existiren; der mögliche Spielraum, der für reelle Aenderungen übrig bleibt, muss sich auf einige Hundertstel der Bogensecunde beschränken.

Den wahren Betrag des Sonnendurchmessers aus Meridianbeobachtungen zu ermitteln, geht nicht an, da die eigenthümliche Auffassung des Sonnenrandes an den Fäden der Meridianinstrumente Veranlassung zu einer beträchtlich zu grossen Auffassung des Durchmessers giebt. Während die Heliometerbeobachtungen fast durchweg Werthe für den Sonnendurchmesser in der mittleren Entfernung geben, die unterhalb 32′ 0″ liegen, geben die Meridianbeobachtungen ausnahmslos darüber liegende. So fand Auwers aus den vier grossen Beobachtungsreihen folgende Werthe:

| | hor. Durchm. | vert. Durchm. | Zahl d. Beobachter |
|---|---|---|---|
| Greenwich | 32′ 1″.99 | 32′ 2″.73 | 54 |
| Washington | 2.45 | 2.57 | 15 |
| Oxford | 2.87 | 3.51 | 7 |
| Neuchâtel | 3.27 | — | 8 |

Einen Aufschluss über Abweichungen des Sonnenkörpers von der Kugelgestalt kann die Vergleichung der im Meridian gemessenen horizontalen und verticalen Durchmesser nicht geben, da für beide Bestimmungen die Messmethode eine zu verschiedene ist. Dagegen würde

eine etwaige Abplattung sich wegen der Neigung des Sonnenäquators gegen die Ekliptik in Abweichungen der Monatsmittel von dem Jahresmittel documentiren müssen. Eine Abplattung von 1″ oder von $^1/_{1920}$ des Durchmessers würde die Abweichungen der Monatsmittel nach folgender Formel geben:

$$\pm (0''.01 \sin 2t + 0''.09 \cos 2t),$$

wobei das obere Zeichen für den horizontalen, das untere für den verticalen Durchmesser gilt.

Die Beobachtungen geben hierfür nach Auwers folgende Werthe:

| | horizontaler Durchmesser | Gewicht |
|---|---|---|
| Greenwich | $-0''.07 \sin 2t + 0''.00 \cos 2t$ | 3 |
| Neuchâtel | $+0.08 \sin 2t + 0.07 \cos 2t$ | 3 |
| Washington | $-0.03 \sin 2t + 0.04 \cos 2t$ | 2 |
| Oxford | $-0.08 \sin 2t + 0.28 \cos 2t$ | 1 |
| | **verticaler Durchmesser** | |
| Greenwich | $-0''.02 \sin 2t - 0''.03 \cos 2t$ | 3 |
| Washington | $-0.04 \sin 2t - 0.10 \cos 2t$ | 2 |
| Oxford | $+0.06 \sin 2t + 0.04 \cos 2t$ | 1 |

Im Mittel werden die Abweichungen:

$$\text{horiz.} = -0''.01 \sin 2t + 0''.06 \cos 2t$$
$$\text{vertic.} = -0.01 \sin 2t - 0.04 \cos 2t.$$

Die Bestätigung des allein massgebenden Cosinusgliedes ist hiernach sehr auffallend, sie würde eine Abplattung von $^1/_{4000}$ anzeigen; es ist aber zu bemerken, dass die Unsicherheit dieser Bestimmung gerade dem rechnungsmässigen Betrage der Axendifferenz gleichkommt.

Eine Entscheidung hierüber, sowie ein der Wahrheit möglichst nahe kommender Werth des absoluten Sonnendurchmessers lässt sich nur durch Heliometerbeobachtungen erzielen, einmal, weil diese Beobachtungsmethode an sich die bei weitem genaueste ist, und dann, weil die hierbei herzustellende Berührung der beiden völlig gleichartigen Ränder zweifellos weniger subjectiven und constanten Fehlern unterworfen ist, als die Berührung verschiedener Objecte wie Sonnenrand und Faden.

Die äusserst zahlreichen Bestimmungen des Sonnendurchmessers, welche von einer grösseren Zahl von Astronomen bei Gelegenheit der deutschen Venusexpeditionen erhalten worden sind, sind deshalb von

Auwers einer sorgfältigen Discussion unterzogen worden, die zu folgenden Resultaten geführt hat.

Trotz der Kleinheit der verwandten Heliometer beträgt im Durchschnitt der mittlere Fehler einer einzelnen Messung des Sonnendurchmessers nur etwa $\pm 0''3$; dagegen erreichen die persönlichen Gleichungen hohe Beträge, wenngleich lange nicht so hohe, wie bei den Meridianbeobachtungen, nämlich im Maximum den Werth von $1''$.

Im Mittel aus allen Beobachtungen ergiebt sich der Sonnendurchmesser zu **31′ 59″26 ± 0″10**.

Es ist dies der zur Zeit genaueste und einwurfsfreieste Werth für den Sonnendurchmesser, den man nach dem Vorhergehenden für einen längeren Zeitraum als astronomische Constante aufzufassen hat.

Da die Messungen, aus denen diese Constante abgeleitet ist, die ganze Peripherie der Sonnenscheibe umfassen, so sind sie vorzüglich zur Ableitung einer etwaigen Abplattung geeignet, und Auwers findet für dieselbe den Werth:

Pol. Durchm. — Aequat. Durchm. $+ 0''038$; mittl. Fehler $\pm 0''023$.

Die hierdurch angedeutete Verlängerung der Rotationsaxe von $^1/_{50000}$ ist nach Massgabe des mittleren Fehlers nicht als reell zu betrachten. Nach Auwers dürfte die Substitution eines ebenso grossen negativen Werthes für Pol—Aequ. Durchmesser oder die Annahme einer Abplattung von $^1/_{50000}$ eine Grenze bezeichnen, die nicht mehr überschritten werden darf.

Als Endresultate der vorstehend aufgeführten Untersuchungen können folgende Sätze aufgestellt werden.

1. Die Photosphäre ist nach aussen sehr scharf begrenzt und weicht von der wahren Kugelgestalt nicht nachweisbar ab.

2. Der Durchmesser dieser Kugel zeigt keine merklichen periodischen Schwankungen, und solche säcularen Charakters sind ebenfalls bisher nicht feststellbar gewesen.

Nach diesen Feststellungen allgemeiner Art handelt es sich nun um die Untersuchung der Frage nach dem Bestehen localer Abweichungen des Sonnenrandes von der Kreisform von kurzer Dauer.

Durch directe Beobachtung würden solche Abweichungen nur schwierig nachzuweisen sein wegen der Beeinträchtigung des Sehens durch die Wallungen des Sonnenrandes. Secchi hat mehrfach Defecte des Randes wahrgenommen, und zwar stets an Stellen, wo sich ein Fleck nahe am Rande befand; er hat diese Beobachtungen als Beweis für die Richtigkeit seiner Annahme angeführt, dass die Sonnenflecke Höhlungen seien. Es scheint mir ausser Frage, dass diese Beobachtungen Secchis nicht

auf reeller Grundlage beruhen, sondern optisch dadurch zu Stande kommen, dass die Intensität der erleuchteten Erdatmosphäre am Sonnenrande nahe gleich derjenigen der Fleckenkerne ist, so dass Fleck und Sonnenrand, sobald eine Annäherung auf wenige Secunden erreicht ist, in einander fliessen. Auf photographischen Aufnahmen der Sonne sind diese scheinbaren Defecte sehr häufig zu erkennen; in selteneren Fällen aber zeigen sich auch Defecte an Stellen, wo sich keine Flecken befinden. Dieselben sind natürlich nur dann mit Sicherheit zu erkennen, wenn sie sehr gross sind, da sie sonst durch die infolge der Luftunruhe entstandenen Deformationen des Randes verdeckt werden. In einem einzigen Falle[1]), am 8. August 1889, ist es mir gelungen, durch zwei etwa 15$^{m}$ aus einander liegende Aufnahmen die Realität einer sehr starken Einbuchtung mit völliger Sicherheit als unabhängig von der Luftunruhe nachzuweisen. Ich habe daraufhin etwa 250 in Potsdam aufgenommene Photographien aus den Jahren 1883 und 1884 nach starken Anomalien des Randes durchgesehen und hierbei fünf weitere Fälle auffallender Einbuchtungen gefunden, die zweifellos nicht von der Luftunruhe herrühren und auch von Flecken unabhängig sind, sich dagegen ausnahmslos in dem Gebiete starker Fackelgruppen befinden.

Diese Einbuchtungen sind sämmtlich nicht etwa flache, geradlinig begrenzte Defecte, wie sie entstehen müssten, wenn sich eine Vertiefung von annähernd runder Begrenzung am Sonnenrand befände, sondern sie sind alle mehr oder weniger trichterförmige Einschnitte, die, wenn wirkliche Vertiefungen der Photosphäre vorliegen sollten, nur dann entstehen könnten, wenn dieselben die Form von Schluchten besässen, deren Längsaxe in der Gesichtslinie läge.

Am Rande befindliche Fackeln scheinen häufig über das allgemeine Niveau desselben hinüberzuragen, obgleich hier sehr leicht wieder optische Täuschungen vorliegen können. In einem bestimmten Falle, bei einer Aufnahme vom 19. October 1884, glaube ich Letzteres aber bestimmt verneinen müssen. Hier ragen in einer grösseren Fackelgruppe die Fackeln entschieden über den wahren Rand hinüber, während die dazwischen liegenden Theile unter dem Niveau desselben bleiben.

Ich betrachte es demnach als festgestellt, dass zuweilen locale Deformationen des Sonnenrandes vorhanden sind, und zwar meistens in der Form von Ausbuchtungen.

---

1) Astr. Nachr. **123**, 181.

Druck von Breitkopf & Härtel in Leipzig.